

7313

ÉRTEKEZÉSEK
EMLÉKEZÉSEK

ÉRTEKEZÉSEK EMLÉKEZÉSEK

SZERKESZTI

TOLNAI MÁRTON

199752

VERŐ JÓZSEF

HULLÁMOK A BOLYGÓKÖZI TÉRBŐL,
VAGY CSAK A
MAGNETOSZFÉRÁBÓL?

(A geomágneses pulzációk eredete)

AKADÉMIAI SZÉKFOGLALÓ

1996. október



AKADÉMIAI KIADÓ

MTAK



ÉRTEKEZÉSEK EMLÉKEZÉSEK

SZERKESZTI

TOLNAI MÁRTON

19975

VERŐ JÓZSEF

HULLÁMOK A BOLYGÓKÖZI TÉRBŐL, VAGY CSAK A MAGNETOSZFÉRÁBÓL?

(A geomágneses pulzációk eredete)

AKADÉMIAI SZÉKFOGLALÓ

1996. október



AKADÉMIAI KIADÓ

MTAK



0 00044 79300 5

017405

Megjelent a Magyar Tudományos Akadémia
támogatásával

A kiadványsorozatban a Magyar Tudományos Akadémia
1982. évi CXLII. Közgyűlése időpontjától megválasztott
rendes és levelező tagok székfoglalói – önálló kötetben –
látnak napvilágot.

A sorozat indításáról az Akadémia főtítkárának 22/1/1982.
számú állásfoglalása rendelkezett.

ISBN 963 05 7605 8

Kiadja az Akadémiai Kiadó
1117 Budapest, Prielle Kornélia u. 4.

~~ELŐSZÓ~~
~~TUDOMÁNYOS AKADÉMIA~~
~~KÖNYVTÁRA~~

Elő magyar nyelvű kiadás: 1999

© Verő József, 1999

Minden jog fenntartva, beleértve a sokszorosítás, a nyilvános előadás,
a rádió- és televízióadás, valamint a fordítás jogát,
az egyes fejezeteket illetően is.

A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó Rt. ügyvezető igazgatója

A számítógépes szerkesztés a HANGA Bt. munkája

A nyomdai munkálatokat az AKAPRINT Nyomda Kft. végezte

Felelős vezető: Freier László

Budapest, 1999

Felelős szerkesztő: Sente László

Tipográfia, műszaki szerkesztés: Marton Andor László

Kiadványszám: KMA7-056

Megjelent 4,25 (A/5) ív + 4 oldal színes melléklet terjedelemben

HU ISSN 236-6258

Printed in Hungary

M. TUD. AKADEMIA KÖNYVTÁRA

Könyvtár . 1454 .../19 39... 82

TARTALOM

1. A pulzációk története, sajátosságai	7
2. Pulzációkutatás a Nagycenki Geofizikai Observatóriumban	12
3. Ion-ciklotron rezonancia a bolygóközi térben	14
4. Héjrezonanciák a geomágneses térben	21
5. Az elméleti eredmények összehasonlítása a tapasztalt értékekkel, a periódus- változások értelmezhetősége	29
5.1. A pulzációk elsődleges energiaforrása, a bolygóközi térben létrejövő ion- ciklotron instabilitás, illetve az upstream waves	29
5.2. Vizsgálatok meridionális áramlásláncokkal a héjrezonancia mechanizmu- sának megismerése érdekében	33
5.3. A geomágneses pulzációk tevékenységének hosszú periódusú változásai	43
5.4. Az 1991-es hálózat mérései	49
5.5. A pulzációk periódusának változása a napciklus alatt	57
5.6. Pulzációk az egyenlítő környékén és a sarkvidéken	59
6. Összefoglalás: a geomágneses pulzációk keletkezése mai ismereteink szerint	65
7. Irodalom	67

1. A PULZÁCIÓK TÖRTÉNETE, SAJÁTSÁGAI

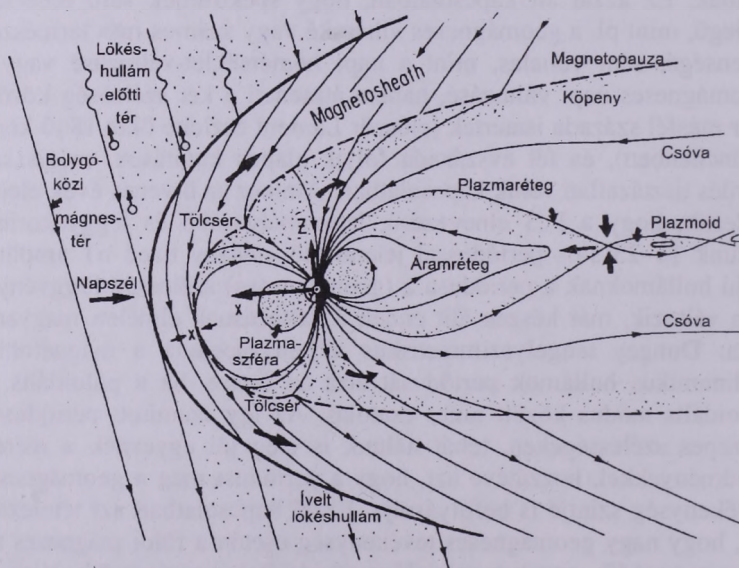
Kevés olyan periodikus természeti jelenség van, amely annyira szabályos, egyszersmind változékony hullámalakkal rendelkeznek, mint a geomágneses pulzációk – kellően felgyorsítva szinte zenei hangokként hatnak. Ez azzal áll kapcsolatban, hogy spektrumuk sem fehérzaj-jellegű, mint pl. a geomágneses viharoké vagy számos más természeti jelensége, sem vonalas, mint a napi hőmérséklet-változása vagy a geomágneses napi változása, hanem átmeneti a két szélsőség között. Bár másfél százada ismertek (először Lamont észlelte őket 1840 körül Münchenben), és fél évszázada folyik alapos kutatásuk, mégis sok kérdés tisztázatlan velük kapcsolatban. Amikor az ötvenes évek elején kiderült, hogy a Pc3 elnevezésű, legszabályosabb és leggyakoribb, nálunk 15–25 s-os periódussal jelentkező, néhány tized nT amplitúdójú hullámoknak a periódusa a (geomágneses) szélesség függvényében változik, már készen állt ennek a változásnak elméleti magyarázata: Dungey tengelyszimmetrikus térben megadta a magnetohidrodinamikusan hullámok periódusát arra az esetre, ha a poloidális és toroidális módus között nincs csatolás. Az így számított periódusok közepes szélességeken, tehát nálunk is elég jól egyeznek a mérési eredményekkel, hozzátéve azt, hogy a periódust még a geomágneses tevékenység szintje is befolyásolja. Ezzel kapcsolatban azt tételezték fel, hogy nagy geomágneses tevékenység esetén a földi mágneses tér összenyomódik, ennek megfelelően rövidebbek a periódusok. Viszont a hullámokat keltő elsődleges forrás mibenléte rejtély maradt.

A hetvenes években a bolygóközi térben méréseket végző űreszközök megjelenésével kiderült, hogy a bolygóközi tér milyensége erősen befolyásolja a pulzációkat. Először azt ismerték fel, hogy a pulzációk amplitúdója a napszél sebességével (energiájával) van kapcsolatban.

Valamivel később Gul'elmi, akkoriban elég meglepő módon, a bolygóközi mágneses tér nagysága és a pulzációk periódusa között talált

$$T(s) = \frac{170}{|B(nT)|} \quad (1)$$

alakú összefüggést, sőt az amplitúdó és a bolygóközi mágneses tér iránya között is kapott kapcsolatot: a pulzációk amplitúdója akkor nagy, ha a Föld–Nap irány és a mágneses tér iránya közötti „kúpszög” kicsi, nem nagyobb 30°-nál.



1. ábra. A magnetoszféra szerkezete

A pulzációkutatás történetét nem folytatjuk ezen a ponton túl, mert a dilemma már kirajzolódik: a Pc3 pulzációk a bolygóközi térből származnak, periódusuk ott alakul ki, ugyanakkor a felszíni észlelések szerint a periódus a geomágneses szélesség függvénye. Mind a két

összefüggés egyidejű érvényessége szinte lehetetlennek látszik. Valójában az történt, hogy sokszor a pillanatnyi divatot követve egyes kutatók az egyik, mások a másik oldalt hangsúlyozták, néha teljesen elfeledkezve a kapcsolatok másik feléről. A következőkben áttekintjük az elsődleges forrás, a bolygóközi térben létrejövő ion-ciklotron instabilitás elméletét, majd az így létrejött hullámok módosulását a magnetoszférában, az ezt okozó (mágneses) héjrezonanciát, végül összehasonlítjuk a két mechanizmus alapján várható jelenségeket a megfigyelésekkel.

Az *1. ábra* a magnetoszféra leglényegesebb tartományairól kialakult mai képünket mutatja. A pulzációk elsődleges forrása a magnetoszférán kívül, annak Nap felőli oldalán keresendő, onnan terjednek a hullámok (upstream waves, UW) át a magnetopauzán, majd a geomágneses erővonalakra merőlegesen a plazmapauzáig, illetve még azon belül is; eközben, ha megtalálható spektrumukban a megfelelő periódus, gerjesztik az erővonal menti héjrezonanciákat. Az UW felszínig való terjedésének két lehetséges útvonalát mutatja be vázlatosan a *2. ábra*.

Mielőtt a Pc3 pulzációk létrejöttéről kialakult mai képről beszél-nénk, néhány szót kell ejtenünk jelentőségükről. A Nap részecsketer-mészetű sugárzásának energiaárama nagyságrendekkel kisebb, mint a hullámtermészetűé, és ennek a viszonylag kis energiaáramnak is apró töredéke a pulzációkra, ezen belül a Pc3 keltésére fordított rész. Ösz-szehasonlító adatokat az *I. táblázat* ad Feldstein et al. (1986) nyomán, kevés kiegészítéssel. Ahogyan a geomágneses viharokban rendelkezésre álló energia kicsi, ezért csak szélsőséges esetekben (tehát első-sorban télen és a sötét sarki sapkában) képzelhető el, hogy a részecs-kesugárzás befolyásolja a hullámtermészetű sugárzás által szabályo-zott időjárást, úgy a pulzációk energiája is jelentéktelen a geo-mágneses viharokéhoz képest. Viszont informatikai jelentőségük nagy, hiszen a már elmondottak szerint a bolygóközi tér állapotáról hoznak információt, mégpedig úgy, hogy az földfelszíni megfigyelé-sekkel megkapható, ezért azon kevés módszer között szerepelnek, amelyekkel a felszínről közvetlenül űrkutatás végezhető.

UPSTREAM WAVES

a bolygóközi térben, a magnetopauza előtt, a magnetopauzáról visszafordított részecskék és a napszél kölcsönhatására keletkező, kedvező körülmények között a magnetoszférába bejutó hullámok. Közvetlen kapcsolat mutatható ki a bolygóközi térben megjelenő upstream waves és a 3-5 perc múlva a felszínen megnövekvő pulzációs tevékenység között



HÉJREZONANCIA

A magnetoszférában, a mágnes tér erővonalai mentén kialakuló rezonancia, a jelek periódusa a szélességtől, az adott hely L-értékétől függ. Lehetséges, hogy a "héjak" a whistlereket vezető csatornákkal azonosak



TERJEDÉS

a bolygóközi tér paramétereitől (mágneses térerősségétől) függő periódusú hullám csekély módosulással terjed, és nagy L-értéktartományban hasonló spektrumú pulzációkat hoz létre



FELSZÍNI Pc3 PULZÁCIÓK

A felszínen néha egyszerre, többször gyakori változtatással, ritkábban külön-külön észlelhető a pulzációk két típusa. Egyértelműen csak állomásláncok alapján különböztethetők meg, de vannak bizonyos fokig eltérő sajátságai, így a héjrezonanciák jelalakja szabályosabban szinuszos

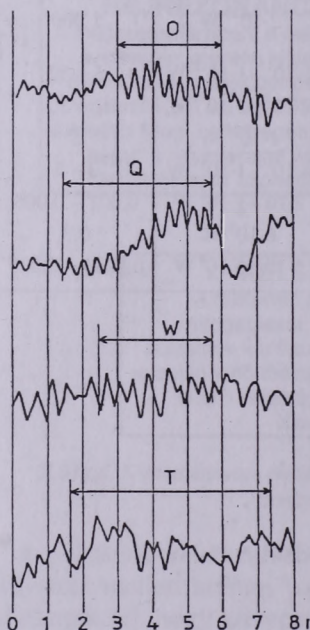
2. ábra. A geomágneses pulzációk terjedésének vázlata a bolygóközi térből a magnetoszférán át a felszíniig

A pulzációk keletkezésében az említett két, alapvetőnek tekinthető folyamat mellett számos más hatásnak is van szerepe, illetve sokról tételezték fel, hogy szerepet játszhat. Ezek közül feltétlenül meg kell említenünk a magnetoszféra csővájában lejátszódó üregrezonanciát, valamint az erővonalak alkotta hullámcsatornában való terjedést – rezonanciát. Ezek periódusa nem változik a szélességgel, tehát nem függ a megfigyelés helyétől, viszont első közelítésben független a bolygóközi mágneses tér térerősségétől is (közvetett összefüggés lehetséges, mivel a változó bolygóközi mágneses tér befolyásolhatja a magnetoszféra egyes paramétereit).

I. táblázat. A magnetoszféra energetikájának összetevői

A magnetoszférában tárolt energia		
A magnetoszféra csóvájában lévő energia	$3 \cdot 10^{15} - 3 \cdot 10^{16} \text{ J}$	
A köráramban lévő energia	$2 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ J}$	
A magnetoszférába, illetve a magnetopauzához érkező energiaáram és annak felhasználása		
A Nap hullám természetű sugárzásából	$2 \cdot 10^{17} \text{ W}$	10 000 000
A napszél teljes energiaárama a magnetoszféra teljes keresztmetszetére	$2 \cdot 10^{13} \text{ W}$	1 000
Ebből bejut a magnetoszférába	$1 \cdot 10^{11} - 1 \cdot 10^{12} \text{ W}$	5 – 50
A köráramba történő injektálásra	$2 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{12} \text{ W}$	1 – 50
A magas szélességek ionoszférájának fűtésére	$1 \cdot 10^{11} \text{ W}$	5
A sarkifény-részecskék gyorsítására	$4 \cdot 10^{10} - 1 \cdot 10^{11} \text{ W}$	2 – 5
A kilométeres sarkifény-sugárzásra	$2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^8 \text{ W}$	0,001 – 0,005
Pc5 típusú pulzációk keltésére	$6 \cdot 10^9 \text{ W}$	0,3
Pc3–4 típusú pulzációk keltésére	$5 \cdot 10^7 - 5 \cdot 10^8 \text{ W}$	0,0025 – 0,025

2. PULZÁCIÓKUTATÁS A NAGYCENKI GEOFIZIKAI OBSZERVATÓRIUMBAN



4. ábra. Minták a Nagycenken regisztrált, eltérő szabályosságú pulzációkból (O a legszabályosabb oszcillációk, Q és W, kevésbé szabályos, de még szinuszoidális jelek, T szabálytalan pulzációk)

Az 1957–58-as Nemzetközi Geofizikai Év alkalmából az MTA akkori Geofizikai Kutató Laboratóriuma Nagycenk mellett geofizikai obszervatóriumot létesített (3. ábra). Az obszervatórium 1957 nyarán kezdte meg működését, pulzációs adatai így ma a világon a leghosszabb. Emellett az adatai alapján katalógus készül, amely az észlelt pulzációk legfontosabb adatait, a periódust, az amplitúdót, valamint a szabályosságot jellemző betűt tartalmazza (4., 5. ábra). Ez a hatalmas adatmennyiség (csak a 6 mm/perc sebességgel készülő „gyors” regisztrátumok teljes hossza kb. 160 km) nagyon sokféle vizsgálathoz nyújt alapot. Szerencsére a hely kiválasztása nagyon jól sikerült, úgyhogy egészen a nyolcvanas évek végéig szinte teljesen zavarmentes volt az elektromos tér is. Ekkor a Győr–Sopron–Ebenfurt vasútvonal villamosítása kissé megnövelte a zajszintet, de még mindig lehetséges az elektromos komponensek regisztrálása is, amit már csak kevés obszervatórium mondhat el magáról.



3. ábra. A Nagycenki Geofizikai Obszervatórium látképe.

19 December 22

Folyamatos gyorsregisztrálás

IdS	Tipus	T	0-5	6-10	10-15	15-20	20-25	25-30	30-40	40-50	50-60	60-70	70-80	80-90	90-100	100-110	110-120	120-130	130-140	140-150	150-160	160-170	170-180	180-190	190-200	200-210	210-220	220-230	230-240	240-250	250-260	260-270	270-280	280-290	290-300	300-310	310-320	320-330	330-340	340-350	350-360	360-370	370-380	380-390	390-400	400-410	410-420	420-430	430-440	440-450	450-460	460-470	470-480	480-490	490-500	500-510	510-520	520-530	530-540	540-550	550-560	560-570	570-580	580-590	590-600	600-610	610-620	620-630	630-640	640-650	650-660	660-670	670-680	680-690	690-700	700-710	710-720	720-730	730-740	740-750	750-760	760-770	770-780	780-790	790-800	800-810	810-820	820-830	830-840	840-850	850-860	860-870	870-880	880-890	890-900	900-910	910-920	920-930	930-940	940-950	950-960	960-970	970-980	980-990	990-1000																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																			
0'0"	I																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																																											

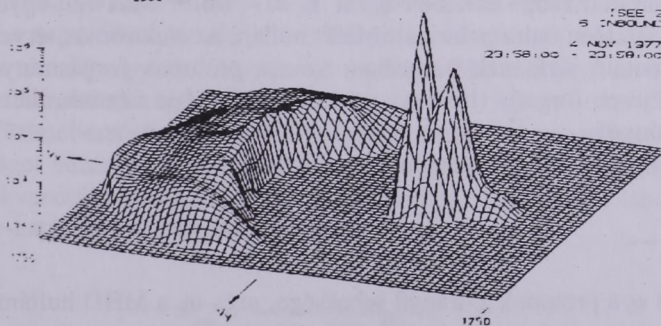
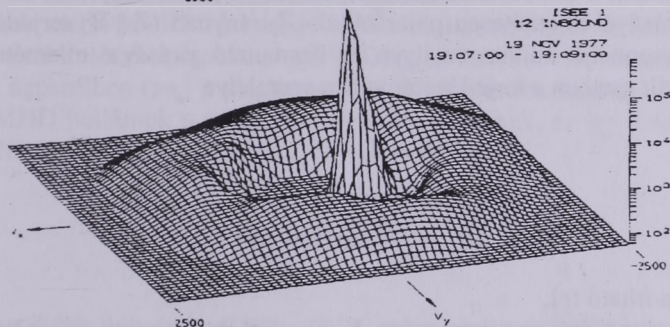
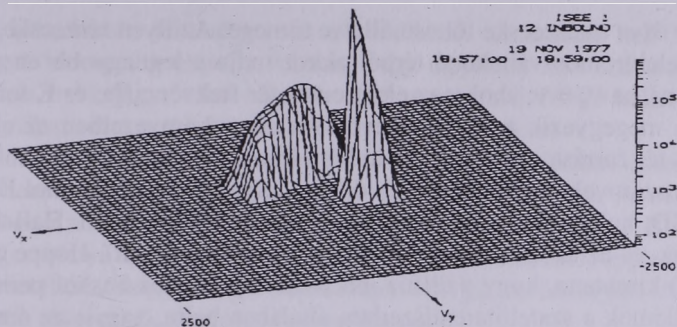
5. ábra. Egy lap a Nagycenki Geofizikai Obszervatórium gyors elektromos regisztrátumai alapján készülő pulzáció-katalógusból

3. ION-CIKLOTRON REZONANCIA A BOLYGÓKÖZI TÉRBEN

A napszéllel a magnetoszféra határához érkező ionok egy része „visszafordul” (nem csupán visszaverődik, mert energiájuk megnő) és a napszéllel szemben, a Nap felé áramlik. Pontosabban ezeknek a visszafordított ionoknak két eltérő populációját észlelték, de nem egyidejűleg: az egyik populáció élesen, nyalábszerűen a napszéllel ellentétes irányba áramlik, a másik irányeloszlása szórtabb, diffúz, nincs jellegzetesen kitüntetett iránya (6. ábra). Mindkét esetben a visszafordított ionok energiája lényegesen nagyobb a napszélbeli ionokénál, így gyorsításnak kell lejátszódnia a magnetoszféra előtt kialakuló, álló íves lökéshullám és a magnetopauza közötti térrészben. A visszafordított ionokkal egyidejűleg magnetohidrodinamikus (MHD) hullámokat észlelnek, ezeknek a diffúz ionok esetében meglehetősen éles frekvenciacsúcsa van, a csúcs frekvenciája arányos a bolygóközi mágneses tér térerősségével, és nagyjából megegyezik a Föld felszínén észlelhető Pc3 pulzációk frekvenciájával, míg a nyalábszerűen a napszéllel szemben irányított ionok esetében ennél rövidebb periódusú, legtöbbször impulzusszerű jeleket észleltek. A nyalábszerű protonok irány szerinti szóródását éppen a keletkező hullámok rovására írják.

Lee (1982) vizsgálta meg alaposabban elméletileg ezt a jelenségcsoportot, és megerősítette azt a korábbi feltételezést, hogy a diffúz ionok és a velük együtt fellépő hosszú periódusú MHD hullámok rezonanciában, mégpedig ciklotronrezonanciában vannak. A B mágneses térben mozgó elektromosan töltött részecskék az erővonal körül gírómozgást végeznek, ennek frekvenciája

$$v_g = \frac{qB}{2\pi m}, \quad (2)$$



6. ábra. Nyalábszerű, diffúz és köztes reflektált ionpopuláció az ISEE 1 mérései szerint. A sebességkoordináták vízszintesen 2500 km/s-ig terjednek, felfelé pedig az ionszám szerepel (csak 50/s feletti értékek [Paschmann et al, 1981]). A középponthoz közel fekvő magas csúcs a napszél, a szélesebb, alacsonyabb a reflektált ionokat mutatja

ahol q és m a részecske töltése, illetve tömege. Az ilyen részecske külső \mathbf{E} elektromos váltakozó térből akkor tudja a legnagyobb energiát felvenni, ha $v_g = v$, ahol v az elektromos tér frekvenciája, és \mathbf{E} forgásiránya megegyezik a részecskéével. Az adott környezetben az elektromos tér forrása olyan Alfvén-hullám lehet, amelynél $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$, ahol \mathbf{k} a hullámszámvektor. (Ez onnan ered, hogy olyan plazmában, ahol $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, a MHD hullámokhoz gyakorlatilag minden frekvencián Hall-áram tartozik, és ez az elektromos térvektor forgásához vezet). Hoppe et al. (1983) kimutatta, hogy a diffúz ionokkal kapcsolatos hosszú periódusú hullámok a szatellitarendszerben általában balra, vagyis az óramutató járásával ellentétesen polarizáltak. Z-irányban ($\mathbf{Z} \parallel \mathbf{B}$) terjedő, ω körfrekvenciájú hullám az ilyen az óramutató járásával ellentétesen polarizált esetben a terjedés irányában szemlélve

$$\begin{aligned}\beta &= \beta_x - i\beta_y, \\ B_x &= B_0 \cos(kz - \omega t) \\ B_y &= -B_0 \sin(kz - \omega t)\end{aligned}\tag{3}$$

alakban írható fel.

Körpolarizáció esetében a $\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ Maxwell-egyenletnek megfelelően balra polarizált MHD hullám az elektromos térvektort az óramutató járásának irányában, azaz a protonok forgásirányával ellentétesen forgatja (ha a távozó hullámfront felé nézünk, illetve ha \mathbf{B} Z-irányú).

Ebben az esetben a rezonancia feltétele:

$$\omega - kv_z = n\omega_g,\tag{4}$$

ahol v_z a protonok Z-irányú sebessége, ω és ω_g a MHD hullám, illetve a proton girómozgásának a körfrekvenciája; $n = -1$ esetében a rezonanciafeltételt anomális Doppler-effektus melletti ciklotron-rezonanciának nevezzük ($n = 0$ felel meg a Doppler-effektus nélküli esetnek). Lévéen az ionok forgásiránya ellentétes az elektromos térvektor forgásirányával, rezonancia csak megfelelően nagy Doppler-

eltolódás esetén lehetséges: az eltolódásnak akkorának kell lennie, hogy a frekvencia előjelet váltson, vagy ugyanazt más szavakkal kifejezve, a megfigyelési rendszerben balra polarizált MHD hullámból a plazmában, illetve a napszélben jobbra polarizált lesz.

Normális ($n = 1$) és anomális ($n = -1$) Doppler-effektus esetében a rezonanciákhoz teljesen más fizikai értelmezés tartozik. A nem tárgyalandó normális Doppler-effektus esetében a hullámok a **B**-re merőleges irányú energia rovasára jönnek létre. Anomális Doppler-effektus esetében a rezonancia a párhuzamos energia rovasára jön létre, viszont a részecskék merőleges energiája nő.

Ezek szerint a diffúz ionok és az általuk keltett MHD hullámok között a ciklotronrezonancia anomális Doppler-hatás révén várható.

A napszélben (sw) a magnetoszféra előtti íves lökéshullámról érkező MHD hullámok a napszéllel szemben terjednek, és így a rezonancia feltétele ebben az esetben:

$$v_{||sw} = b \frac{2\pi (\nu_{sw} + \nu_g)}{k}, \quad (5)$$

$v_{||sw}$ a diffúz ionoknak a bolygóközi mágneses térrel párhuzamos sebessége a napszélben, az ehhez tartozó (és természetesen a mágneses térhez is tartozó) egységvektor **b**. ν_{sw} és k az MHD hullám frekvenciája és hullámszáma a napszélrendszerben.

A c_p fázissebességű, a ν_{sw} sebességű plazmaárammal szemben, vele $\Theta_{k,v}$ szöget bezárva terjedő hullám esetén a hullám ν_{sw} naprendszerbeli frekvenciája számítható a szatellitán mért ν_{sc} frekvenciából a Doppler-hatás figyelembevételével:

$$\nu_{sw} = \frac{\nu_{sc}}{1 + \frac{\nu_{sw} \cos \Theta_{k,v}}{c_p}}. \quad (6)$$

A fenti képletben a fázissebességet az Alfvén-sebességgel vehetjük azonosnak (ν_A):

$$\nu_A = 2\pi \frac{v_{sw}}{k}. \quad (7)$$

A plazmarendszerben tehát a protonok párhuzamos sebessége az MHD hullámokkal való rezonancia esetén:

$$v_{\parallel sw} = b\nu_A \left(1 + \frac{v_g}{v_{sw}} \right), \quad (8)$$

illetve

$$v_{\parallel sw} = b\nu_A \left[1 + \frac{v_g}{v_{sc}} \left(1 + \frac{\nu_{sw} \cos \Theta_{k,v}}{\nu_A} \right) \right]. \quad (9)$$

A szatellita rendszerében a protonok v_{\parallel} párhuzamos sebességére érvényes:

$$v_{\parallel} = v_{\parallel sw} + v_{sw}, \quad (10)$$

és a diffúz protonok a napszéllal ellentétes irányban terjednek.

A (9) egyenletbe tipikus értékeket helyettesítve ($v_{sw} = 440$ km/s, a GSE koordináta-rendszerben a v_{sw} vektor antiparallel x-szel, $B = 6$ nT a bolygóközi mágneses tér térerőssége és $n = 5/\text{cm}^3$ a részecskesűrűség, ekkor $\nu_A = B/(\mu_0 n m_p)^{1/2}$ alapján – ahol $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$, m_p a proton tömege, vagyis $1,67 \cdot 10^{-27}$ kg – az Alfvén-sebesség 60 km/s, $v_g = 90$ mHz, $\Theta_{k,v} = 10^\circ$), azt kapjuk, hogy a $v_{sc} = 40$ mHz tipikus frekvenciájú MHD hullámokkal (a napszélrendszerben ez $v_{sw} = 5$ mHz-es frekvenciának felel meg) $\nu_{\parallel sw} = 1200$ km/s sebességű protonok vannak rezonanciában, ami közel radiális mágneses tér esetében a szatellita-rendszerbeli $v_{\parallel} \approx 1000$ km/s körüli, illetve ennél valamivel kisebb sebességnek, vagyis 5 keV kinetikus párhuzamos energiának felel meg.

Ha a szatellitarendszerben a diffúz protonok sebességeloszlása izotrop, a teljes sebesség a párhuzamos sebesség kétszerese, vagyis a

teljes (kinetikus) energia a párhuzamos energia négyszerese. Ennek megfelelően 20 keV-os diffúz protonok 40 mHz-es frekvenciájú MHD hullámokkal vannak rezonanciában (ez a frekvencia természetesen a megfigyelő rendszerében értendő).

Transzverzális MHD hullámok esetében, ha $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$, a $\Theta_{k,v}$ szög azonosnak vehető a bolygóközi mágneses tér és a napszél sebességvektorra közötti szöggel.

Hasonlítsuk össze a most kapott eredményt a geomágneses pulzációkra vonatkozó megfigyelésekkel. Yumoto et al. (1984) összegyűjtött adatai szerint a Pc3–4 típusú pulzációk frekvenciája:

$$\nu_{\text{Pc}} = (6,0 \pm 1,5) |\mathbf{B}| \text{ mHz} \quad (1a)$$

[ami az (1) egyenlet kissé más alakban], és a pulzációk tevékenysége akkor nagy, ha a \mathbf{B} és \mathbf{v}_{sw} közötti Ψ szög kicsi. Feltételezhető, hogy a létrejövő MHD hullámok a frekvenciaspektrum jelentős változása nélkül jutnak a napszélből az (íves lökeshullám és a magnetopauza közötti) átmeneti tartományon keresztül a magnetoszférába. A magnetoszférában azután a már ismertetett kölcsönhatások alakulhatnak ki, pl. erővonal-rezonancia.

A ν_{Pc} és \mathbf{B} közötti, kísérleti úton talált kapcsolatot kellene az anómális Doppler-effektus révén megközelíteni. A fenti (9) egyenlet alapján a ν rezonanciafrekvenciára áll:

$$\nu = v_g \frac{\nu_A + \nu_{\text{sw}}}{\nu_{\parallel} + \nu_{\text{sw}} - \nu_A}. \quad (11)$$

Ebben az Alfvén-hullám ν_A sebessége az előbbieket szerint átlagosan 60 km/s, a napszél ν_{sw} sebessége, átlagos körülmények között 400 km/s, a protonok v_g girofrekvenciája 15 $|\mathbf{B}|$ mHz, ami 20 keV-os teljes energiájú, illetve 5 keV párhuzamos energiájú protonokra (ami az 6. ábrán is leolvasható $\nu_{\parallel} \approx 1000$ km/s körüli sebességnek felel meg) a következő összefüggést adja:

$$\nu = 5,1 |\mathbf{B}| \text{ mHz}. \quad (1b)$$

Ez eléggé jól megegyezik az idézett kísérleti eredményekkel. A Ψ -től való függést – legalábbis részben – magyarázza az, hogy a protonok energiasűrűsége és ezzel a keltett MHD hullámok intenzitása is nő kis Ψ szög esetében.

A II. táblázatban látható, hogyan változik a várható periódus különböző B értékek mellett v_{sw} függvényében.

II. táblázat. A várható periódus [s-ben] függése B -től és v_{sw} -től

v_{sw} [km/s]	B [nT]						
	3	5	8	10	12	15	20
260	80	50	30	25	20	17	12
360	65	40	25	20	17	13	10
540	55	33	20	17	14	11	8
710	38	29	18	14	12	9	7

A táblázat egyrészt mutatja azt, hogy a bolygóközi tér térerőssége (B) és a pulzációk periódusa közötti összefüggés átlagos, tehát 350–550 km/s körüli napszélsébség esetében felel meg a kísérletileg észlelt (1) összefüggésnek, másrészt pedig azt, hogy a napszél sebességének növekedésével rövidül a pulzációk periódusa, adott bolygóközi mágneses térerősség esetén is. Az utóbbi összefüggésre, bár ismételtlen tapasztalták, mindeddig kevés figyelmet fordítottak. Ez bizonyos mértékig összefügg azzal a megfigyeléssel, hogy nagy geomágneses tevékenység esetében a periódusok rövidebbek, mert ilyenkor általában a napszél által szállított energia, vagyis elsősorban a sebesség az átlagosnál nagyobb. Nagy, tehát 6–700 km/s-os napszélsébség esetében ennek megfelelően csak 20 s-nál rövidebb periódusú pulzációkra számíthatunk (lásd pl. Verő, 1986).

Végeredményben tehát az ion-ciklotron instabilitásból keletkező, anomális Doppler-eltolású MHD hullámok elfogadhatóan közelítik a Pc3 pulzációk több észlelt sajátságát, elsősorban periódusát.

4. HÉJREZONANCIÁK A GEOMÁGNESES TÉRBEN

A geomágneses tér első közelítésben tengelyszimmetrikusnak tekinthető, vagyis ebben az esetben a mágneses dipólus tengelye és a Föld forgástengelye közötti szögeltérést elhanyagoljuk, és ugyancsak elhanyagoljuk a földi mágnes térnek a dipólusnál magasabb rendű összetevőit is. A magnetohidrodinamikus hullám terjedési sebessége:

$$v = B(\mu_0 \rho)^{-1/2}, \quad (12)$$

ahol μ_0 a vákuum permeabilitása, ρ az ionok tömegsűrűsége, B pedig a geomágneses tér térerőssége az erővonal mentén. Az erővonal mentén akkor alakul ki rezonancia, ha a periódus megegyezik az egyik féltekének az ionoszférájától (ahol az erővonalak „egyedisége” megszűnik, vagyis a kérdéses z erővonal mentén megfelelő irányban mozgó részecskék kiszabadulhatnak, elhagyhatják az adott erővonalat, és belekerülnek a sűrűbb ionoszférába) a másik félteke ionoszférájáig és vissza a hullám terjedési idejével (a „repülési idő”-vel), vagyis a

$$T = 2 \int \frac{ds}{v} = \int \frac{(\mu_0 \rho)^{1/2}}{B} ds \quad (13)$$

idővel. Ez az erővonal menti állóhullám alapharmónikusának jó közelítése, de csak akkor pontos, ha a tömegsűrűség αR^{-6} függvény szerint változik; a képlet nagy előnye, hogy a mágneses térben esetleg meglévő torzulások és változások hatása könnyen figyelembe vehető.

Általánosabban érvényes megoldást úgy kapunk, ha a nem csatolt toroidális és csatornázott poloidális módusú hullámok egyetlenét megoldjuk dipólustérben, így sajátértékeket kapunk, s ezekből a peri-

ódusok kiszámíthatók. Amint a bevezetőben említettem, a toroidális és poloidális hullámokra való szétbontást Dungey még az 50-es évek közepén adta meg, olyan időben, amikor a magnetoszféráról ismereteink még rendkívül hiányosak voltak, a csatolásmentes esetre mégis meg lehetősön jó közelítést tudott számítani.

Ma már arra is van lehetőség, hogy a geomágneses térre a dipóluster helyett reálisabb megközelítést használjunk. Közepes szélességeken azonban ennek túlságosan nagy hatása nincsen, kielégítő az egyszerűbb eljárás, mert a mágneses tér eléggé jól közelíthető itt dipólusterrel.

A nem csatolt hullámegyenletek megoldásához Sturm–Liouville rendszerként kell felírunk őket:

$$\frac{d}{dZ} \left[q(Z) \frac{d}{dZ} f(Z) \right] + \lambda Q(Z) f(Z) = 0, \quad (14)$$

ahol $Z = \cos \Theta$, és Θ a geomágneses északi sarktól mért pólusszög.

A tengelyszimmetrikus toroidális egyenletek esetében

$$\begin{aligned} q(Z) &= 1, \\ Q(Z) &= f_D(Z), \\ f(Z) &= h_v(Z) E_v(Z), \end{aligned} \quad (15)$$

a csatornázott poloidális módus esetén pedig:

$$\begin{aligned} q(Z) &= (1 + 3Z^2)^{-1}, \\ Q(Z) &= (1 + 3Z^2)^{-1} f_D(Z), \\ f(Z) &= h_\phi(Z) E_\phi(Z), \end{aligned} \quad (16)$$

ahol h_v és h_ϕ a dipólus metrikus függvényei, E_v és E_ϕ pedig az elektromos tér dipóluskomponensei,

$$f_D(Z) = (1 - Z^2)^6 \frac{\rho(Z)}{\rho(0)}, \quad (17)$$

ahol $\rho(Z)$ a plazma tömegsűrűsége az adott erővonal mentén.

Mivel a két félteke, az északi ($Z = Z_0$) és a déli ($Z = -Z_0$) ionoszférájában elektromos csomópontnak kell kialakulnia, $f(\pm Z_0) = 0$ határfeltételt alkalmazva kell a fenti egyenleteket megoldani a λ sajátértékre, abból pedig a rezonáns periódus számítható:

$$T = 5,881 \cdot 10^{-5} L^4 \left[\frac{\rho(0)}{\lambda} \right]^{1/2}, \quad (18)$$

ahol $\rho(0)$ az egyenlítői tömegsűrűség egy adott L héjon, T -t pedig s -ban kapjuk meg. Az L koordináta a dipólustérben a kérdéses ponton áthaladó erővonal egyenlítői metszéspontjának távolsága a Föld középpontjától, földsugárban mérve. Ennek megfelelően a geomágneses egyenlítőn lévő pontok L értéke 1, a közepes szélességeken L 1,5 és 3 körül van, pl. a Nagycenki Obszervatóriumban majdnem pontosan 2, a sarkokon viszont L értéke ∞ .

Az eddigiekből látható, hogy milyen problémák merülnek fel a rezonanciaperiódus számításánál. Az egyik az, hogy ki kell választanunk azt az L héjat, amelyen a rezonancia lejátszódik. Legegyszerűbb az az eset, amikor a választott L érték megegyezik az állomás L koordinátájával, vagy az állomás feletti ionoszférában, pl. 200 km magasságban, érvényes L koordinátával. Ez azonban korántsem igaz minden esetben, hiszen a pulzációk terjedhetnek meridionális irányban az ionoszférán keresztül is. Ezt mutatja a geomágneses erővonalak mentén terjedő whistlerek vizsgálata, amelyeknek sajátosságai alapján meg lehet határozni, milyen L héjon terjedtek, s ez az L érték adott állomás esetén is elég sokat és elég gyorsan változhatnak.

Már röviden említettük a geomágneses tér változásainak hatását. Ezek egyrészt módosíthatják az L értéket, másrészt pedig az erővonal mentén megváltozik B eloszlása, pl. akkor, amikor a geomágneses tér egy lökéshullám beérkezésekor összenyomódik, vagy – ami napról

napra ismétlődik – amikor a geomágneses tér napi változásáért felelős áramok megváltoztatják a mágneses teret.

A harmadik változó paraméter a részecskesűrűség; valószínűleg ennek a változásai befolyásolják legnagyobb mértékben a rezonanciát.

A részecskesűrűség változásának tényét több forrásból is tudjuk. Így a már említett, az erővonalak mentén terjedő elektromágneses hullámok, a whistlerek diszperziójából meg lehet határozni az egyenlítői síkban a részecskesűrűséget azon az L héjon, amelyen a hullám terjedt (az erővonal L értékével együtt). Innen tudjuk, hogy a naptevékenység maximuma idején az egyenlítői részecskesűrűség sokkal nagyobb, mint kis naptevékenység idején. Az erővonalak felszínközeli végén, az ionoszférában felszíni mérések (rádióhullámmal történő ionoszféraszondázások) alapján tudunk a részecskesűrűség változásairól: az F2-tartományban (200 km felett, mintegy 500 km magasságig) ugyancsak nagy naptevékenység idején, akkor is elsősorban a kérdéses félteke telén észlelnek nagy részecskesűrűséget. Emellett mesterséges holdak mérései, valamint elméleti számítások is amellett szólnak, hogy a plazmaszférában meglehetősen nagy a részecskesűrűség változékonysága.

Poulter et al. (1984) a plazmaszférabeli részecskesűrűséget diffúzív egyensúlynak megfelelően számította úgy, hogy mind a H^+ , mind az O^+ esetében a részecskesűrűség csúcértékének (ionoszférabeli) magassága felett számították a diffúzív egyensúlyt, s az így kapott profilokat illesztették legkisebb négyzetes módszerrel a plazmaszférában ismert részecskesűrűségekhez. Ezeket a profilokat könnyen át lehet vinni szomszédos L héjakra is. Az így kapott profilok elég jól egyeznek a whistlerek terjedéséből kapott részecskesűrűségekkel és a plazmaszférára alkalmazhatóknak tűnnek.

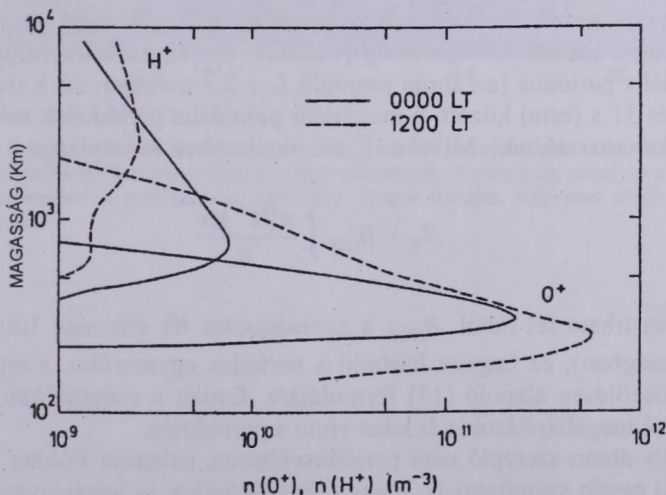
A plazma tömegsűrűségére ez az eljárás a következő egyenletet adja:

$$\rho = [n(H^+)]_{h_{H^+}} \exp\left[-\frac{(h-h_{H^+})}{H_{H^+}}\right] + 16[n(O^+)]_{h_{O^+}} \exp\left[-\frac{(h-h_{O^+})}{H_{O^+}}\right]. \quad (19)$$

Ebben az egyenletben h helyett Z -t is bevezethetjük a

$$h = [L(1 - Z^2) - 1] R_E \quad (20)$$

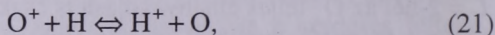
helyettesítéssel. Itt $n(H^+)$, h_{H^+} , H_{H^+} a H^+ ionok részecskesűrűsége, vonatkozási magassága és skálamagassága, az O^+ indexű azonos szimbólumok pedig az oxigénre vonatkoznak. Ezt a hat paramétert kapjuk meg a plazmaszférabeli mért profilokhoz való illesztés útján. Poulter et al. így számított ionsűrűség-profiljait mutatja a 7. ábra; megjegyzendő, hogy a H^+ esetére lehetne jobb megközelítést is kapni, mert ezt a csúcs alatti részen a nap ibolyántúli sugárzásának hatására létrejövő O^+ által kiváltott felfelé áramlás határozza meg, de ez a hatás, számításokkal is igazoltan, a közepes szélességeken a rezonancia-periódusra olyan kicsi, hogy a módosítást nem érdemes elvégezni (pl. $L = 2$ -nél az O^+ teljes elhanyagolása is csak 1,6% hibát okoz). Az alsó határt a számításoknál 300 km-ben szabták meg a túlságosan nagy részecskesűrűségek elkerülésére, ennek az elhanyagolásnak a hatása sem jelentős.



7. ábra. O^+ - és H^+ -ionok plazmaszférabeli részecskesűrűsége az $L = 2,3$ erővonal mentén 00 és 12 órakor helyi idő szerint (Poulter et al., 1984)

A fent vázolt számítások eredményeként megkaphatók a toroidális és poloidális sajátértékek, illetve a megfelelő periódusok.

A toroidális módus sajátértéke nemcsak a részecskesűrűsége érzékeny, hanem a részecskék erővonal menti eloszlására is. Nappal még meglehetősen hasonló értékek származnak a közelítő és a pontosabb számításból, éjjel viszont a H^+ skálamagasságának megváltozása miatt a $T = f(L)$ alakja is jelentősen módosul, meredekebbé válik. A toroidális, valamint csatornázott poloidális módus számított periódusának napi változását mutatja a 8b. ábra. A legnagyobb változás napkeltekor és napnyugtakor adódik az ezekben az időpontokban fellépő nagy H^+ fluxus miatt. A H^+ sűrűségét elsősorban a következő töltéscsere-reakció szabályozza:

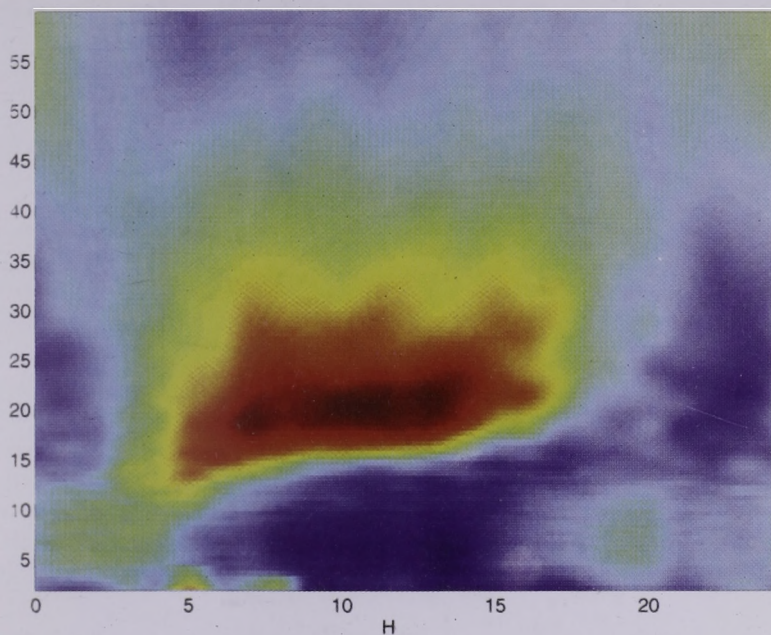


illetve a nyomásváltozás következtében a fluxuscsőben újra eloszlik a plazma. A napkelte után az F régióban megnövekvő O^+ -termelés felfelé hajtja az ott lévő H^+ -t. Így „tartalék” H^+ válik hozzáférhetővé napnyugta után az O^+ -veszteség pótlására. Ennek hatására változik a toroidális periódus [az ábrán szereplő $L \approx 2,3$ esetében 22 s (hajnalban) és 31 s (este) között, a megfelelő poloidális periódusok mintegy 30%-kal hosszabbak]. Mivel a H^+ erővonalcsőbeli mennyisége

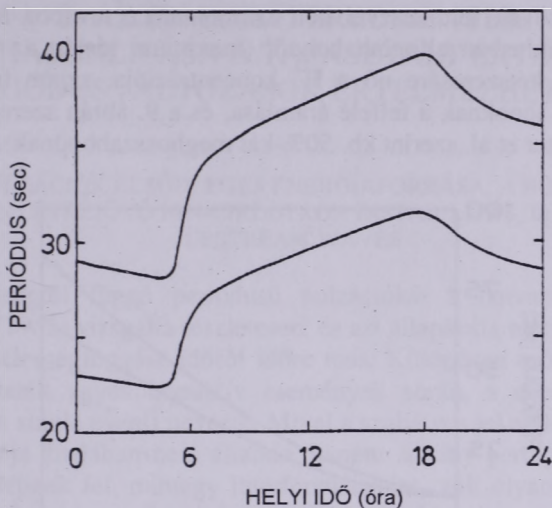
$$N_T = B_{1000} \int \frac{n(H^+) ds}{B} \quad (22)$$

alakban írható fel (ahol B_{1000} a geomágneses tér erőssége 1000 km magasságban), ez nagyon hasonlít a periódus egyszerűbb, a repülési idő közelítésén alapuló (13) formulájára. Emiatt a csőtartalomra vonatkozó megállapításokat át lehet vinni a periódusra.

A 8b. ábrán szereplő napi periódusváltozás, valamint Poulter et al. (1984) egyéb számításai is 2,3-es L értékű helyre és napéjgyenlőség időszakára vonatkoznak. Az elméletileg kapott napi változás, némi, az L érték különbségével magyarázható eltérés figyelembevételével jól



8a. ábra. Az erővonal-átviteli függvény a Nagycenki Observatórium adataiból, ez megfelel a pulzációk periódusában észlelhető napi változásnak. A vízszintes tengelyen a nap órái, a függőlegesen a periódus van feltüntetve. Zieger Bertalan még nem közölt számításai alapján.

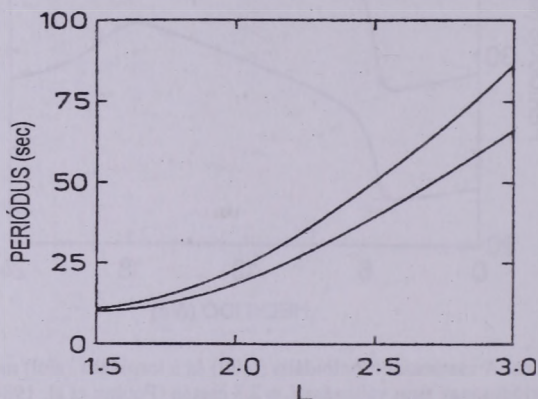


8b. ábra. A csatornázott poloidális (felül) és a toroidális (alul) módus alapperiódusának napi változása $L = 2,3$ esetén (Poulter et al, 1984), ez hasonló a Zieger által Nagycenkre meghatározott napi periódusváltozáshoz (8a. ábra)

egyezik a Zieger által (szóbeli közlés,) a nagycenki mért adatok alapján számított napi periódusváltozással (8a. ábra). A rendelkezésre álló adatok szerint az $1,5-3,0$ közötti L -tartományban $L^{-2}-L^{-3}$ szerinti függés érvényes H^+ értékeire. Az utóbbi érték választása esetén a periódus és a szélesség (L érték) közötti összefüggésre a 9. ábra szerinti eredményt kapjuk.

Az így kapott eredmények első közelítésben megfelelnek a felszínen ténylegesen észlelt periódusoknak. Ettől eltérések lehetségesek az évszaktól függően (december és június táján a szimmetria a két félteke között felborul), a geomágneses tevékenységtől függően (a vihart követően kiürül a plazmaszféra, vagyis jelentősen csökken a H^+ koncentrációja, és alulról, az ionoszféra irányából jelentős felfelé való áram-

lással, a csövek feltöltésével kell számolnunk), továbbá a naptevékenységi ciklusban elfoglalt helytől (maximum idején az egyenlítői síkban kb. kétszeresére nő a H^+ koncentrációja, szinte folyamatos ezeknek az ionoknak a felfelé áramlása, és a 9. ábrán szereplő periódusok Poulter et al. szerint kb. 50%-kal meghosszabbodnak).



9. ábra. A csatornázott poloidális (felül) és a toroidális (alul) sajátperiódus az álló hullám alapharmónikusára 12 h LT-kor L függvényében (Poulter et al, 1984 nyomán)

Meg kell jegyeznünk, hogy ez a leírt eljárás is közelítés, mert pl. elhanyagolja az ugyancsak jelen lévő He hatását, ugyanakkor pontosabb, mint az O^+ figyelembevétele nélküli közelítés. Mindenesetre a periódus napi változását így elég jól meg lehet közelíteni, amint azt tényleges megfigyelések bizonyítják.

5. AZ ELMÉLETI EREDMÉNYEK ÖSSZEHASONLÍTÁSA A TAPASZTALT ÉRTÉKEKKEL, A PERIÓDUSVÁLTOZÁSOK ÉRTELMEZHETŐSÉGE

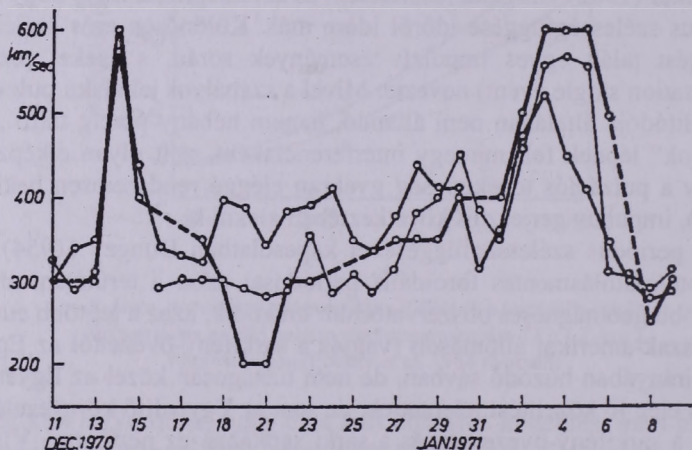
5.1. A PULZÁCIÓK ELSŐDLEGES ENERGIAFORRÁSA, A BOLYGÓKÖZI TÉRBE LÉTREJÖVŐ ION-CIKLOTRON INSTABILITÁS, ILLETVE AZ UPSTREAM WAVES

A szélességtől függő periódusú pulzációkat a hatvanas években Voelker (1962) vizsgálta részletesen, és azt állapította meg, hogy a periódus szélességfüggése időről időre más. Különösen erős szélességfüggést talált egyes impulzív események során, s ezeket pse-nek (pulsation single event) nevezte. Mivel a szabályos jel alakú pulzációk amplitúdója általában nem állandó, hanem néhány percig tartó „csomagok” lépnek fel, mintegy interferenciaként, volt olyan elképzelés, hogy a pulzációs tevékenység gyakran eléggé rendszeresen bekövetkező, impulzív gerjesztés következtében alakul ki.

A periódus szélességfüggésével kapcsolatban Dungey (1954) számított csatolásmentes toroidális periódusai azon a területen, ahol a legtöbb geomágneses obszervatórium működik, azaz a legtöbb európai és észak-amerikai állomáson (vagyis a sarkifény-övezettől az Egyenlítő irányában húzódó sávban, de nem túlságosan közel az Egyenlítőhöz) elég jó közelítést jelentettek, de sem az Egyenlítő környezetében, sem a sarkifény-övezetben és a sarki sapkában ez nem igaz. Viszont ezekről a területekről akkoriban alig volt mérési adat ismeretes, sőt még ma is elég gyér a sarki és egyenlítői állomások sűrűsége. Az is kétségtelen, hogy a pulzációk legtipikusabb megjelenési területe mai tudásunk szerint is éppen egybeesik az említett közepes szélességű zónával. A sarki területeken a geomágneses szubviharok sokszor teljesen elfedik a pulzációkat, az egyenlítő környékén pedig úgy tűnik, egyáltalán nem léteznek helyi héjrezonanciák.

Amint a bevezetőben volt róla szó, az aktív űrkutatás megindulásával, a bolygóközi térségre vonatkozó adatok megjelenésével nyilvánvalóvá vált, hogy kapcsolat van a bolygóközi paraméterek és a pulzációk paraméterei között. Így a pulzációs tevékenység szintjét a napszél

sebessége befolyásolja – ez a befolyás hosszabb, néhány órás, néhány napos távon a legjellemzőbb. Ezzel kapcsolatban szinte rögtön azután, hogy hozzáférhetővé váltak hosszabb időszakra vonatkozóan a napszél sebességére vonatkozó adatok, ki tudtuk mutatni azt (Verő, 1975), hogy egyetlen obszervatórium, Nagycenk pulzációs periódus adatainak felhasználásával pontosabban meg lehet határozni egy-egy napon a napszél sebességét, mint a sok obszervatórium adatai alapján meghatározott Kp geomágneses tevékenységi indexekből (10. ábra). A napszélsebesség középhibája a kísérleti időszakokban Kp alapján ± 76 , a pulzációs adatokból pedig ± 66 km/s-nak adódott.

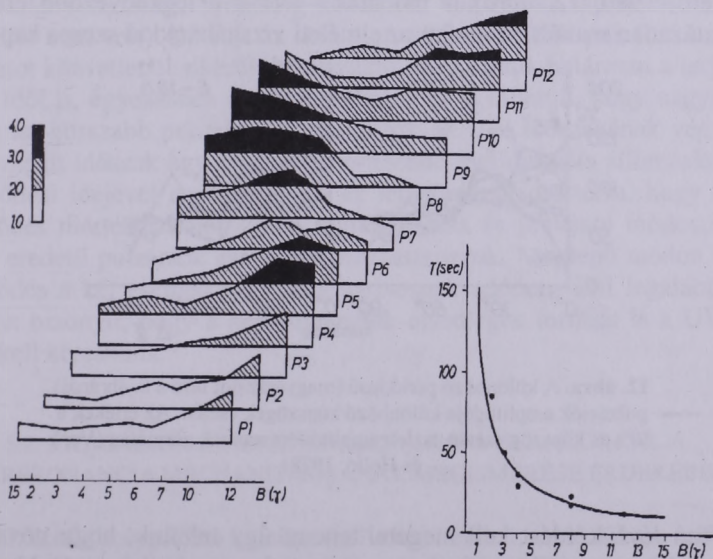


10. ábra. Mért napszélsebesség (vastag vonal), Σ Kp-ből számított (közepes vonal) és a pulzációs indexekből számított (vékony vonal) napszélsebesség napi átlagai 1970. december – 1971. január néhány napjára. Üres szakaszon számítás nem volt lehetséges. A szaggatott vonalak interpolált értékeket jelentenek (Verő, 1975)

Rövidebb, néhány percestől egy-két óráig tartó időszakokban a bolygóközi mágneses tér gyorsabban változó iránya a tevékenység legfőbb szabályozója. A pulzációs tevékenység akkor nagy, ha a Nap-Föld irány és a bolygóközi tér iránya közötti kúpszög kicsi, kisebb 30° -nál. 60° -nál nagyobb kúpszög esetében pedig a pulzációk már alig észlelhetők. Mivel emellett a pulzációknak – legalábbis egy részüknek – a periódusa fordítottan arányos a bolygóközi mágneses tér térerős-

ségével, ezért kétségtelen, hogy a pulzációk elsődleges forrását a bolygóközi térben kell keresnünk.

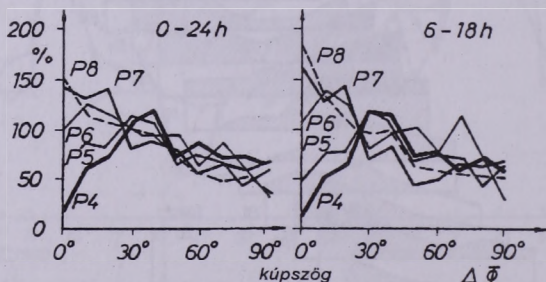
A magnetoszféra határától visszafordított protonok a magnetopauza előtt változtatnak irányt, közben jelentősen növekszik energiájuk. Az energianyerés minden bizonnyal az ottani rendezetlen mágneses térrel van kapcsolatban, és akkor lehetséges, ha ebben a tartományban (a magnetopauzával) kvázipárhuzamos szerkezet alakul ki. Ehhez a bolygóközi mágneses tér irányának egybe kell esnie a Nap–Föld iránnyal. Ez magyarázza a bolygóközi mágneses tér iránya és a pulzációk tevékenysége közötti kapcsolatot. Az így létrejövő, erősen irányított protonnyaláb a napszéllel ellentétesen áramlik, magnetohidrodinamikus hullámokat kelt, majd szétszóródik. A kölcsönhatás tartományából már a szétszóródás bekövetkezése előtt is indulnak MHD hullámok, de ezek rövid periódusú, impulzív események, nem jutnak be a



11. ábra. A pulzációk tevékenysége 12 periódusszámban a bolygóközi mágneses tér nagyságától függően; jobbra lent a spektrumcsúcs helyzete B függvényében (Veró és Holló, 1978). (P1, 1–5 s, P2, 5–10 s, P3, 10–15 s, P4, 15–20 s, P5, 20–25 s, P6, 25–30 s, P7, 30–40 s, P8, 40–60 s, P9, 60–90 s, P10, 90–120 s, P11, 2–5 min, P12, 5–10 min)

magnetoszférába. A szétszóródás után viszont a 3. fejezetben ismertett folyamat révén a pulzációk periódusstartományába eső MHD hullámok keletkeznek, s ezeknek egy része már, igaz, jelentős energia-vesztés után, bejuthat a magnetoszférába, és ott kompressziós hullámként terjednek befelé, a kisebb L értékek irányában.

A bolygóközi mágneses tér és a Pc3 pulzációk közötti kapcsolat bizonyításában jelentős szerepe volt a nagycenki adatoknak. Két teljes év összes adatának felhasználásával mutattuk ki a bolygóközi mágneses tér paramétereinek és a napszél sebességének, részecskesűrűségének hatását az egyes pulzációs paraméterekre (Verő és Holló, 1978), ezek azután szinte mindenütt a kapcsolat végleges bizonyítékának számítottak (11. ábra). Mivel közben az érdeklődés elfordult a már ismertnek vélt bolygóközi tér-pulzációk kapcsolatáról, elég sok részletkérdés, pl. az, hogy a kúpszögnek 0° vagy – amint a mi adataink (Verő, 1980, 12. ábra) is mutatták – 30° -e a legkedvezőbb értéke, tisztázatlan maradt. Még egy, az elméleti vizsgálatokkal szoros kapcsos-



12. ábra. A különböző periódusú (magyarázatot lásd a 6. ábránál) pulzációk amplitúdója különböző kúpszögek esetén. Az értékek a 30° -os kúpszög esetén észlelt amplitúdóra vannak normálva (Verő és Holló, 1978)

latban lévő kérdést kell megemlítenem: úgy találtuk, hogy növekvő geomágneses tevékenység, vagy ami ezzel egyenértékű, nagyobb napszélsebesség esetén a Pc3 periódus és a bolygóközi mágneses tér erőssége közötti kapcsolat más, mint kis tevékenység, illetve napszélsebesség idején. A később ismertté vált elméleti eredmények is ezt kí-

vánják meg, bár az összefüggés alakja más, amint arról a 3. fejezetben már szó esett. Az elméleti vizsgálat inkább csak arra hívja fel a figyelmet, hogy nagy napszélesség esetén a periódusok még nagyobb bolygóközi mágneses tér esetén is rövidebbek.

A magnetoszféra előtt a bolygóközi térben keletkező MHD hullámok és a geomágneses felszíni pulzációk közötti közvetlen kapcsolatot a braunschweigi egyetem kutatóival együttműködve éppen a közelmúltban sikerült közvetlenül is bizonyítanunk (Verő et al., 1994): amikor az AMPTE/IRM mesterséges hold azt észlelte, hogy upstream hullámok jelentek meg a bolygóközi térben, akkor ezek mintegy 4–5 perc alatt elérték a Föld felszínét, s megjelenésük után 3–4-szeresére nő a pulzációk amplitúdója. Az erősödés akkor is nagyon világosan kimutatható volt, ha az upstream hullámok csak egészen rövid időre, néhány percre jelentek meg a bolygóközi térben. Az erősödés egészen a sarkifény-övezetig, Tromsöig követhető volt (sarki sapkabeli állomásunk nem volt). Ez volt az első eset, amikor az UW-pulzáció kapcsolatot közvetlenül sikerült bizonyítani, meg tudtuk határozni a terjedési időt is, egyezésben a várt értékkel, s az is kiderült, hogy nagyon gyakran hosszabb periódusú jelek kísérik az UW időszakának végét. A vizsgált időszak egy később ismertetendő meridionális állomáslánc működési idejével esett egybe, s ez lehetőséget adott arra, hogy az erősödés mértékét külön-külön héjrezonancia és (kevésbé módosult) UW eredetű pulzációk esetére is meghatározzuk. Meglepő módon az erősödés a két esetben nagyjából azonosnak adódott, ami legalábbis annyit bizonyít, hogy a héjrezonanciák elsődleges forrását is a UW-ben kell keresnünk.

5.2. VIZSGÁLATOK MERIDIONÁLIS ÁLLOMÁSLÁNCOKKAL A HÉJREZONANCIA MECHANIZMUSÁNAK MEGISMERÉSE ÉRDEKÉBEN

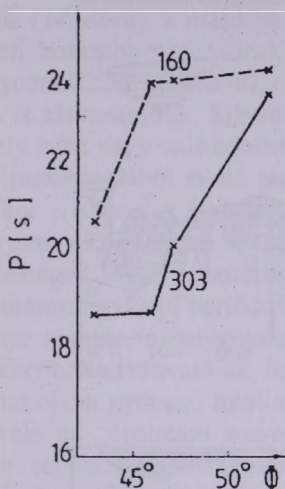
A pulzációk bolygóközi keletkezése iránti kezdeti, talán túlzott lelkesedést lehűtötte az, hogy sok esetben a bolygóközi tér paramétereivel a kapcsolat nem mindig mutatkozott éppen tökéletesnek. Elkezdték keresni azokat a kritériumokat, amelyek eldöntik, hogy egy adott pulzációs esemény alkalmas-e a bolygóközi tér paramétereinek becslésé-

re. A legfontosabb ilyen kritériumnak az látszott, hogy a pulzációk periódusa kellően nagy szélességi tartományban állandó legyen. Ezzel a válogatási módszerrel azután elég jól meg lehetett határozni a bolygóközi mágneses tér térerősségét, valamint a tér irányát (a Nap–Föld iránnyal bezárt szöget) is.

Ekkor állt elő az a furcsa helyzet, hogy a kutatók és a publikációk egy része szinte kizárólag a bolygóközi tér és a pulzációk periódusa közötti kapcsolatról vett tudomást, a fenti kritériumnak nem megfelelő eseményeket, mint selejtet, félredobták, ugyanakkor a kutatók másik része az erővonal menti rezonanciákkal foglalkozott, és alig vett tudomást a bolygóközi tér szabályozó szerepéről.

Csoportunk már a hatvanas években foglalkozott a (geomágneses) szélesség függvényében való periódusváltozás törvényszerűségeivel, majd a hetvenes években elsősorban a pulzációk paraméterei és a bolygóközi tér közötti összefüggéseket vizsgáltuk. Ebben tehát a nemzetközi divatnak feleltünk meg. Később, 1977-ben, majd 1984-ben Közép- és Észak-Európára kiterjedő állomásláncokat szerveztünk. Ezek állandó eleme volt a Nagycenki Observatórium, azután Niemegk Berlintől délre, Warnkenhagen a Keleti-tenger partján; a legnehezebben létesíthető déli állomás szerepét először egy Barcs közeli, majd egy bulgáriai ideiglenes állomás, illetve L' Aquila (Olaszország) töltötte be (L' Aquila kissé kiesik a nagycenki meridiánból, de szünetelése idején, illetve újraindítása előtt más állomás nem létezett tőlünk délre, a Balkánon pedig csak többszörös próbálkozás után sikerült a bulgáriai állomást létrehozni, de az is eléggé kiesett kelet felé a nagycenki meridiánból, és geológiaiilag sem volt kedvező a helyzete). Északon finn, norvég és svéd állomások adtak segítséget, egy esetben fel egészen a Spitzbergákig.

Az 1977-es mérés legfontosabb eredménye annak bizonyítása volt, hogy egyaránt előfordulnak olyan események, amelyekben a periódus változik a szélességgel, és olyanok, amikor nem változik. Akkor is, amikor a változás létezik, gyakori az, hogy a szelvény mentén észak felé haladva a periódus egy darabig nő, majd valamelyik két állomás között állandó marad, utána esetleg újra nő (13. ábra). Ezeket az eseteket eredetileg a hégrezonancia jeleként értelmeztük, de ma már nem vagyunk biztosak abban, hogy ez az értelmezés minden esetben igaz.

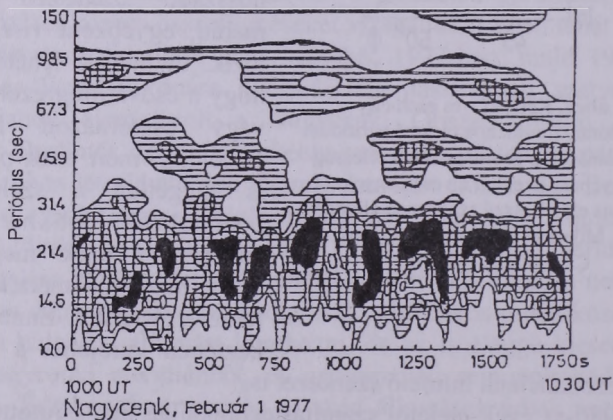
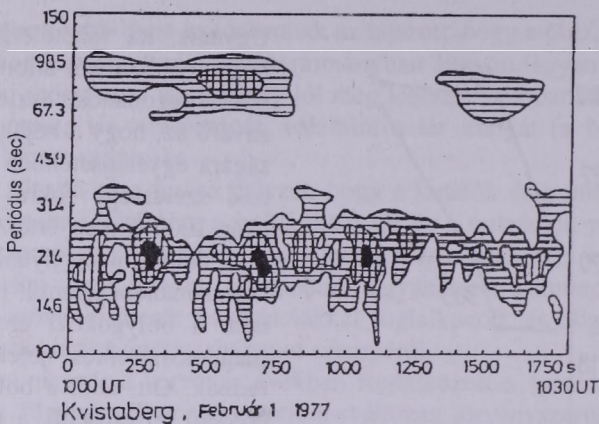


13. ábra. Két 1977-es esemény amplitúdómaximumához tartozó periódus négy állomáson a geomágneses szélesség függvényében. Ezeknél az eseményeknél a periódus elég hosszú szakaszon állandó volt [Cz. Miletits (1980) nyomán, Verő és Cz. Miletits (1994)]

Ugyanis, ha feltételezzük azt, hogy ilyenkor két állomás azonos héjrezonanciát észlel, akkor zavaró az, hogy a héjak vastagságára egyes esetekben irreális, sok szélességi fokra terjedő, akár 1000 km-es érték is adódik. Valószínűleg ilyenkor nem héjrezonancia jelentik meg, hanem a bolygóközi eredetű és magnetoszférikus jelek keverednek. Ott, ahol a bolygóközi eredetű jel erősebb, a periódus hosszabb szakaszon állandó marad, egyébként viszont változik. A másik lehetőség az, hogy a csóva üregrezonanciáját vagy csatornázott hullámot észlelünk, mert ezek periódusa is független a szélességtől, pontosabban több harmonikus létezik, s ezek megjelenési helye bizonyos mértékig el is térhet egymástól. Ennek következtében létrejöhet a „vastag”

héjak rezonanciáját mímelő szerkezet is.

Az 1980-as évek elejétől számítástechnikailag már eljutottunk oda, hogy adatainkat digitálisan dolgoztuk fel, elsősorban nagy felbontású dinamikus spektrumokat számítva. A dinamikus spektrum az idő függvényében mutatja a különböző periódusú komponensek amplitúdójának változását, tehát három dimenziós ábrázolásban az egyik tengelyen az idő, a másikon a frekvencia vagy periódus, a harmadikon az amplitúdó szerepel. A „nagy felbontás” inkább ábrázolástechnikailag tűnik fel, mert a szokásos idő- és frekvenciafelbontásnál jóval nagyobb felbontást alkalmaztunk. A dinamikus spektrumok néhány sajátosságára később még vissza fogunk térni.

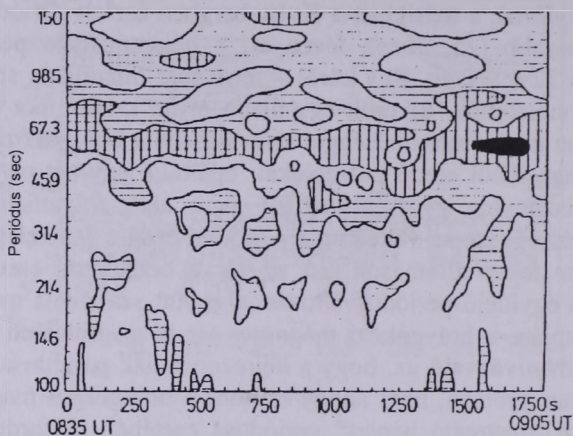


14. ábra. Az 1977. február 1, 1000–1030 UT esemény dinamikus spektruma Kvistabergben és Nagycenken. Az izovonalak a három legnagyobb energiájú vonalra vannak megrajzolva, ezek között az arány 1:2. Ez az esemény upstream waves jellegű, a periódusok azonosak a két állomáson (Cz. Miletits et al., 1988)

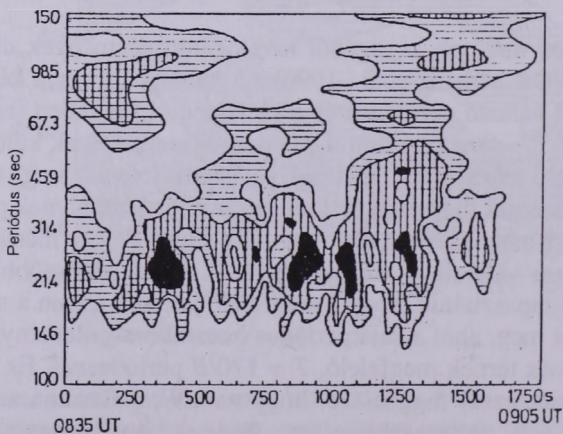
A nagycenki dinamikus spektrumokat először a vele egy hosszúságon fekvő svédországi Kvistaberg állomás megfelelő spektrumaival hasonlítottuk össze (Cz. Miletits et al., 1988). A két szélsőséges típust – az egyik esetében mind a két állomáson ugyanolyan periódusok észlel-

hetők (14. ábra), a másikban a Kvistabergben észlelt periódus lényegesen hosszabb (15. ábra), lévén ott a héjrezonancia periódusa a nagycenki 22 s helyett 40 s körül – most már dinamikus spektrumokon is azonosítottuk. Sikerült egy újabb olyan kritériumot találnunk, amely néha nagy valószínűséggel szétválasztja a bolygóközi térből és a héjrezonanciából eredő pulzációkat: találtunk egy-két olyan esetet, amikor viszonylag gyorsan, néhány perc alatt folyamatosan, egy irányban és egyszerre változott a periódus ezen a két, eléggé eltérő szélességen fekvő állomáson (16. ábra). A bemutatott esetben a két állomáson egyidejű periódusváltozással együtt szatellitás mérés eredménye alapján, a bolygóközi mágneses tér is megfelelően változott, csökkent. Nyilvánvaló az, hogy a héjrezonanciák periódusa nem változhat olyan gyorsan, mint ahogy az néha a bolygóközi mágneses tér és vele az „upstream waves” periódusa esetében előfordul, így az ilyen, sajnos, nem túlságosan gyakori esetek biztosan UW eredetűek, sőt sem az üregrezonátor-, sem a csatornahullám-eredet nem jöhet számításba.

Az 1984-es mérések anyagából kiválogatott események dinamikus spektrumai (Cz. Miletits et al., 1990) azt mutatták, hogy a két típus, a szélességgel változó periódusú és a szélességtől független (egy példát mutat erre a 17. ábra) periódusú események nem válnak külön, gyakran fordul elő az, hogy a két típus egyszerre jelenik meg, tehát van egy, a szélességtől független periódusú összetevő, amelynek periódusa a bolygóközi mágneses tér térerősségétől függ, és egy másik, amelynek periódusa változik a szélességgel (18. ábra). Az utóbbi esetben azonban azt tapasztaltuk, hogy a megfelelő jel csak abban a szélességi övben jelent meg, ahol a sajátperiódus hosszabb a pillanatnyi bolygóközi mágneses térnek megfelelő, $T = 170/B$ periódusnál. Ez feltételezésünk szerint azzal függ össze, hogy az UW spektruma a rövidebb periódusok felé meredekebben van levágva. Így bizonyos fokig a bolygóközi tér szabályozza a héjrezonanciák megjelenését is: nagy térerősség esetén a héjrezonanciák egészen kis szélességig nyúlnak le, kis térerősség esetén viszont éppen csak a sarkifény-öv közelében jelennek meg. A két típus vizsgálatához a Nagycenki Obszervatórium ideális helyen van, mert a bolygóközi térrel való kapcsolat jól kimutatható, viszont a héjrezonancia periódusa éppen megfelel a bolygókö-

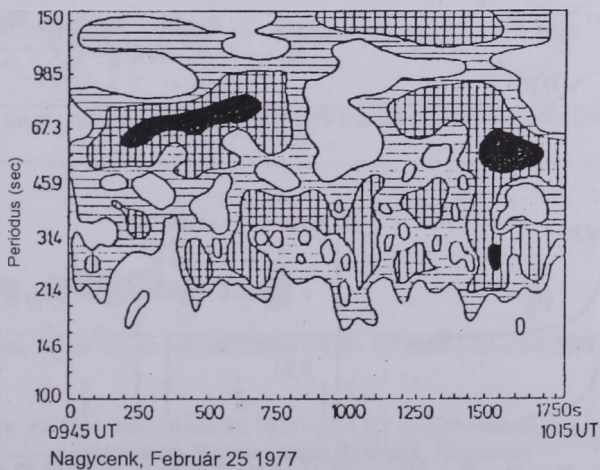
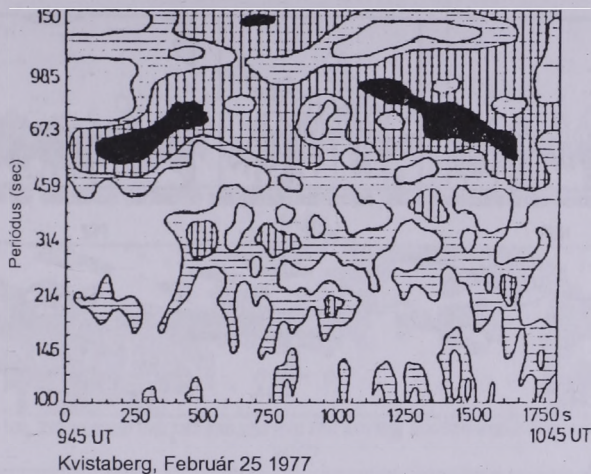


Kvistaberg, Március 11 1977

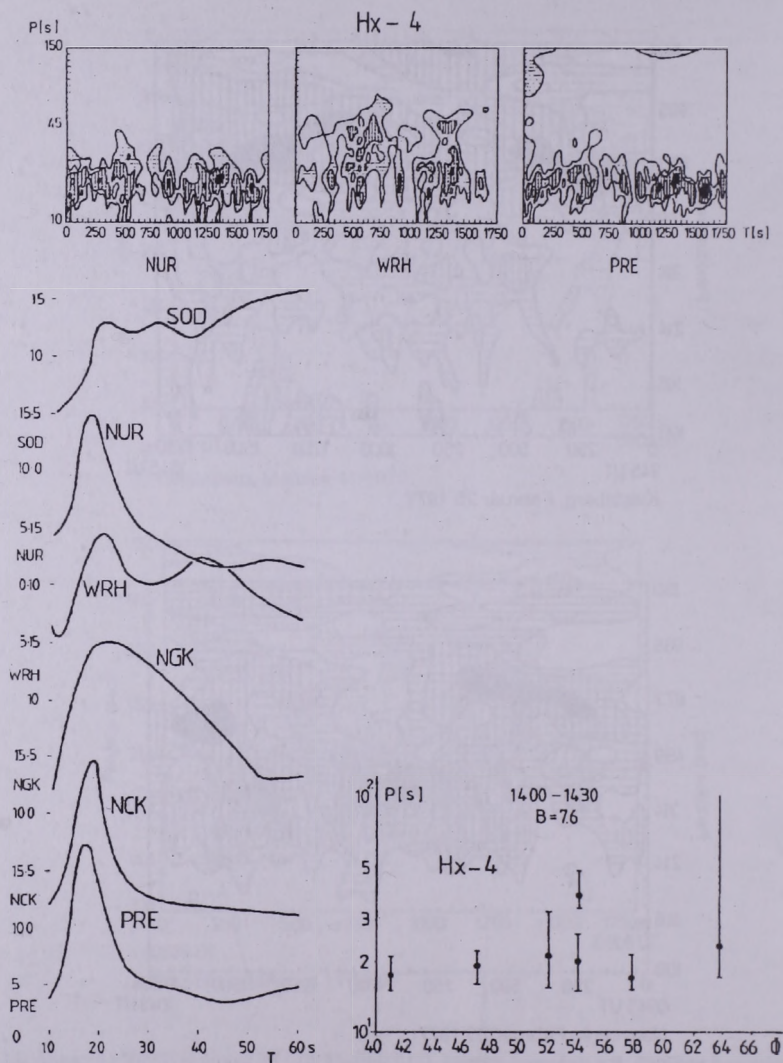


Nagycenk, Március 11 1977

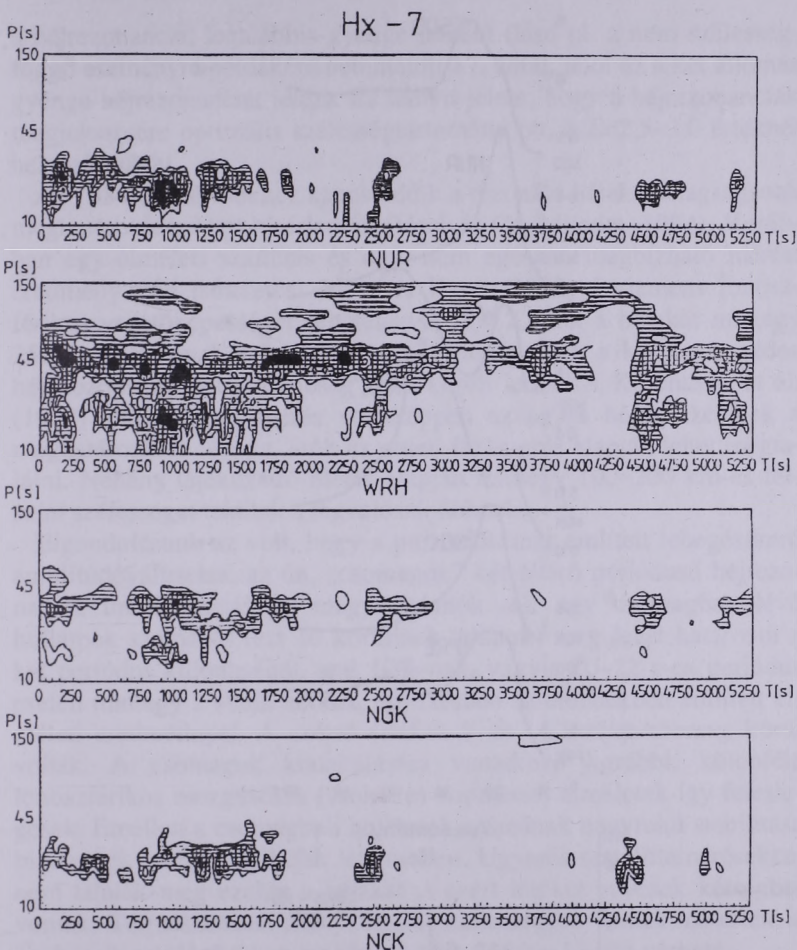
15. ábra. Az 1977. március 11., 0835–0905 UT közötti esemény a 9. ábrához hasonló ábrázolásban. Héjrezonancia jellegű esemény, a spektrumcsúcsok 55, illetve 22 s táján (Cz. Miletits et al., 1988)



16. ábra. Az 1977. február 25., 0945–1015 UT közötti esemény a 9. ábrához hasonló ábrázolásban. Az esemény kezdete után 250 – 750 s-mal változó periódusú jel lépett fel mindkét állomáson, közel azonos periódussal (Cz. Miletits et al., 1988)

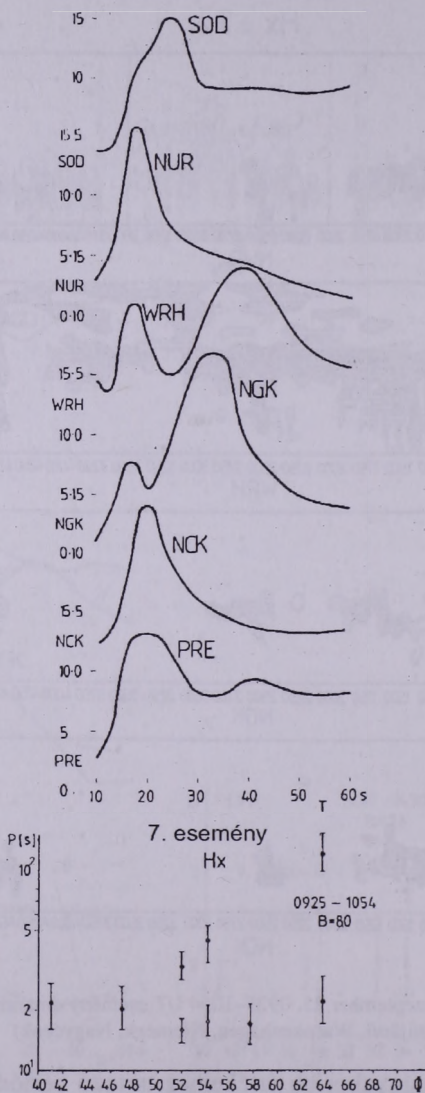


17. ábra. Az 1984-es hálózat által mért 1984. szeptember 20, 1400–1535 UT esemény. Felül Nurmijärvi, Warnkenhagen és Preszelenci dinamikus spektruma, alul balra az amplitúdóspektrumok, jobbra pedig a spektrumcsúcsok helyzete a geomágneses szélesség függvényében (Cz. Miletits et al, 1990). Upstream waves jellegű esemény



18a. ábra. Az 1984. szeptember 25, 0925–1054 UT esemény dinamikus spektrumai
(Nurmijärvi, Warnkenhagen, Niemegk, Nagycenk)

zi mágneses tér leggyakoribb értékeihez tartozó periódusnak, s így az meg lehetősen nagy gyakorisággal észlelhető. A másik, lényeges megfigyelés az volt, hogy Nagycenktől északabbra, pl. az említett állomások közül Niemegkben és Warnkenhagenban szinte mindig megjelenik



18b. ábra. A 18a. ábrán bemutatott esemény amplitúdóspektrumai és a spektrumcsúcsok a geomágneses szélesség függvényében (Cz. Miletits et al., 1990). Mind héjrezonancia, mind upstream waves jelen van

a héjrezonancia, legalábbis gyenge jelként (lásd pl. a nem szélesség-függő eseményre példaként bemutatott 17. ábrát, ahol ez a két állomás gyenge héjrezonanciát jelez). Ez annyit jelent, hogy a héjrezonanciák megjelenésére optimális szélességtartomány ott, a $L=2,5-3,0$ értéknél helyezkedik el.

Az 1984-es mérésekhez kapcsolódik a rezonáló héjak vastagságának meghatározására tett kísérletünk (Verő és Cz. Miletits, 1994). Korábban egy elméleti számítás és egy, nem egészen megbízható mérési eredmény volt ismeretes. Allan és Knox (1982) 5 siemens ionoszférikus vezetőképességet feltételezve, $L = 2,3$ -nál a héjakat mintegy 250 km vastagnak számította, ennek megfelelően a két szomszédos héj közötti perióduskülönbség 10% körüli lenne. A Kurchasov et al. (1987) által végzett mérés voltaképpen az egyes héjak szélének a meghatározását célozta, amit az ottani fázisugrás alapján lehet megtalálni. Néhány tájékoztató mérés alapján mintegy 100–200 km-es felszíni szélességet találtak a legvalószínűbbnek.

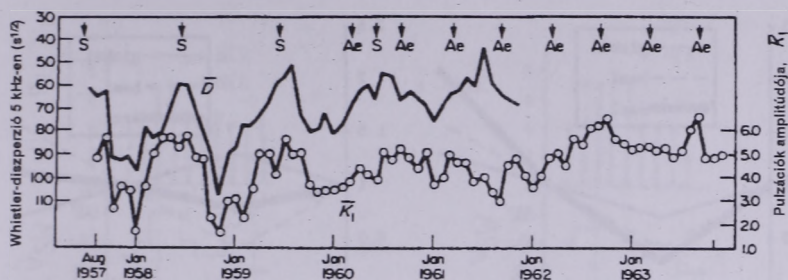
Elgondolásunk az volt, hogy a pulzációk már említett lebegésszerű amplitúdóváltozása, az ún. „csomagok” két eltérő periódusú héjrezonancia interferenciájával magyarázhatók. Az egy csomagban lévő hullámok számából (ezt 10 körülinek találtuk) meg lehet határozni a két periódus különbségét, ami 10%-nak, vagyis 20–22 s-os periódus esetén mintegy 2 s-nak adódik, egyezésben az előzőekben említett elméleti eredménnyel. A szélső értékek 7 és 14 hullám/csomag körül voltak. A csomagok kialakulására vonatkozó korábbi, különféle ionoszférikus mozgásokra (szelekre) vonatkozó elméletek így feleslegesek. Emellett a csomagbeli hullámok számának nagyfokú stabilitása bizonyíték az erővonalhéjak léte mellett. Ugyanis szatellitamérésekkel nem találják meg ezeket a héjakat, s ezért létüket egyesek kétségbe vontak. Természetesen a héj felszíni szélességére vonatkozó érték is egybeesik az előzőekben említettel, 100–250 km között várható.

5.3. A GEOMÁGNESES PULZÁCIÓK TEVÉKENYSÉGÉNEK HOSSZÚ PERIÓDUSÚ VÁLTOZÁSAI

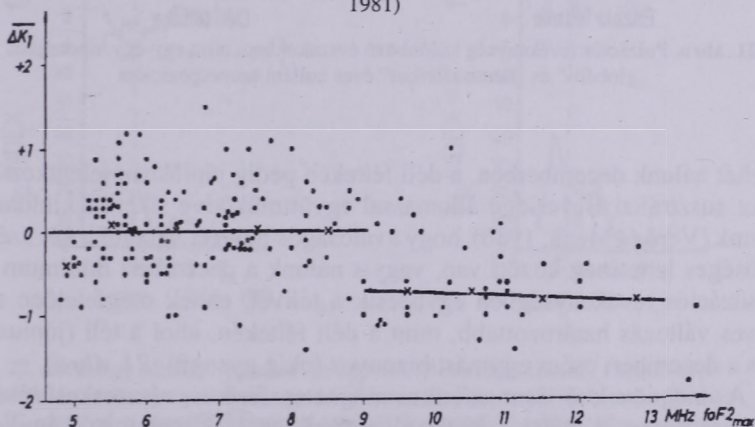
A fenti előzmények után került sor – jelentős OTKA-támogatással 1991 I. félévében három, illetve később öt állomás (L' Aquila, Nagy-

cenk és Niemegek, majd Warnkenhagen és Budkov) együttműködésében – egy féléves kísérleti mérési sorozatra, amikor minden nap reggel és délután egy-egy óráig (0800–0900 és 1400–1500 UT) a három állomás különös gonddal regisztrálta a pulzációkat. A cél a pulzációk szerkezetének vizsgálata volt közepes szélességeken, a már említett kérdések tanulmányozásával; az időpont kiválasztásában döntő szerepe volt egy eddig még nem részletezett körülménynek.

Már az intenzív pulzációkutatás kezdeti időszakában élénk viták folytak arról, hogy változik-e évszakosan a pulzációs tevékenység. Voltak, akik azt állították, hogy napéjegyenlőség (Ae) idején van a tevékenység maximuma, mások nyári maximumot találtak, különösen a Nemzetközi Geofizikai Év időszakában (1957–58), és olyanok is voltak szép számban, akik tagadták az évszakos változás létét. Saját vizsgálataink ezzel kapcsolatban a 60-as években kezdődtek, mégpedig akkor, amikor Carpenter californiai mérései alapján ismertté váltak a whistlerek diszperziójából meghatározott egyenlítői részecskesűrűség 1957–1962 közötti havi átlagos értékei $L = 2$ értékre vonatkozóan. Az akkoriban amúgy is nagyon nagy részecskesűrűségnek 1957–59-ben decemberi (az északi féltekén téli) maximuma volt; a hatvanas évek elején a részecskesűrűség jelentősen csökkent, és ezzel együtt annak téli maximuma teljesen megszűnt. Ha a Carpenter által megadott whistler-diszperzió 5 kHz-en egy kb. $70 \text{ s}^{1/2}$ -es értéket meghaladott (ez 1957/58 telétől 1960/61 teléig fordult elő, az utóbbi esetben a diszperzió már csak éppen elérte a megadott határértéket), akkor a pulzációs tevékenység jóval kisebb volt, mint egyébként várható lett volna (19. ábra, Verő, 1965). Az egyenlítői síkban mért részecskesűrűségek és az északi féltekéről gyűjtött ionoszférikus F2-tartománybeli elektronsűrűségek között szoros korreláció van, így az utóbbi és a pulzációk tevékenysége között is elég szoros, negatív korrelációt találunk (20. ábra, Verő, 1981). Meglepő, hogy a „csillapítás” egy 10–11 MHz-nél lévő határ feletti f_0F_2 érték esetén jelenik meg, de ha f_0F_2 a határértéknél nagyobb, a csillapítás már nem változik, csak megjelenése van a határértékhez kötve, erőssége már nem függ a részecskesűrűségtől. Lényeges az is, hogy a csillapítás csak a napi maximális részecskesűrűségtől függ, éjszaka is megmarad, amikor az f_0F_2 már lényegesen kisebb, messze van a határértéktől.

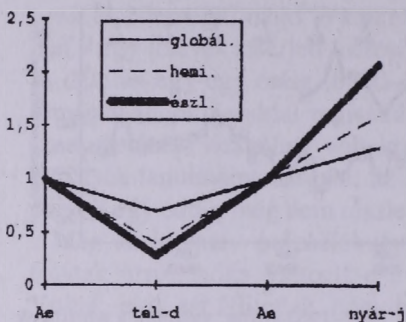


19. ábra. A havi átlagos pulzációs tevékenység 1957–1963 között, valamint a whistlerek diszperziója, ami az egyenlítői részecskesűrűség indikátora (Verő 1965 nyomán, Verő 1981)

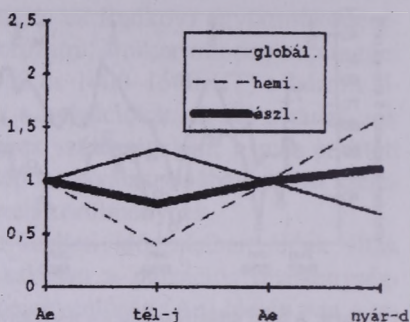


20. ábra. A napszélesség alapján számított várható havi átlagos pulzációs tevékenységtől való eltérések f_0F_2 függvényében. 9–10 MHz táján az értékekben hirtelen csökkenés látszik (Verő 1981)

Erre a kérdésre később, hosszabb pulzációs adatsor birtokában még többször visszatértünk. Nagyon érdekes a déli féltekén lévő helyzet vizsgálata. Ugyanis egyrészt a whistlerek segítségével az egyenlítői síkban, vagyis ($L \sim 2$ esetében) 6000 km magasságban az egyenlítő felett meghatározott részecskesűrűség hatásának mindkét féltekén egyformán érezhetőnek kellene lennie, másrészt viszont az F2-tartományban a „téli maximum” mindkét féltekén az ottani téli évszakban,



Északi félteke



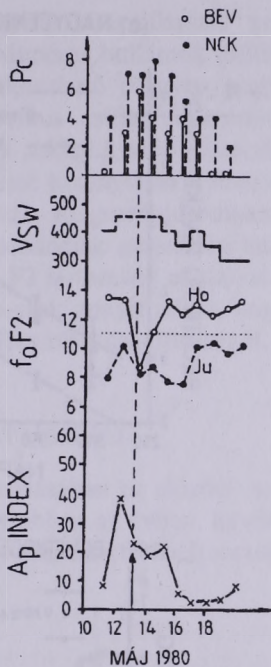
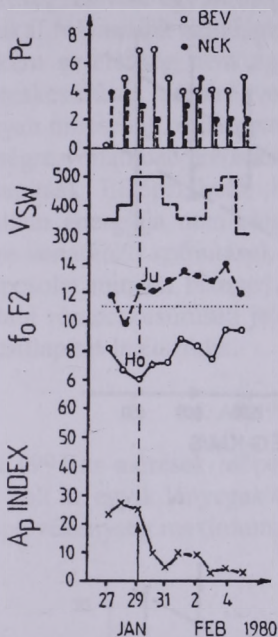
Déli félteke

21. ábra. Pulzációs tevékenység különböző évszakokban, mint egy-egy hipotetikus „globális” és „hemiszférikus” éves hullám szuperpozíciója

tehát nálunk decemberben, a déli féltekén pedig júniusban jelentkeznek. Az ausztráliai Beveridge állomással együttműködve sikerült kimutatnunk (Verő és Menk, 1986), hogy a valóságos helyzet valahol a két szélsőséges lehetőség között van, vagyis nálunk a decemberi minimum a pulzációs tevékenységben egybeesik a télivel, ennek megfelelően az éves változás határozottabb, mint a déli féltekén, ahol a téli (júniusi) és a decemberi csúcs egymást bizonyos fokig gyengíti (21. ábra).

A megnövekvő ionoszférikus-magnetoszférikus részecskesűrűség hatása egyes napokra vonatkozó értékekben is kimutatható: amikor valamely féltekén f_0F_2 eléri a körülbelül 11 MHz-nél lévő határt, ott a pulzációs tevékenység a vártnál kisebb (22. ábra), bár ilyen esetekben is megmarad a bolygóközi paraméterekkel, elsősorban a napszél sebességével való összefüggés (23. ábra). Zieger (1991) még hosszabb időszakra vizsgálta az éves hullám megjelenését, és megerősítette a régebbi eredményeket.

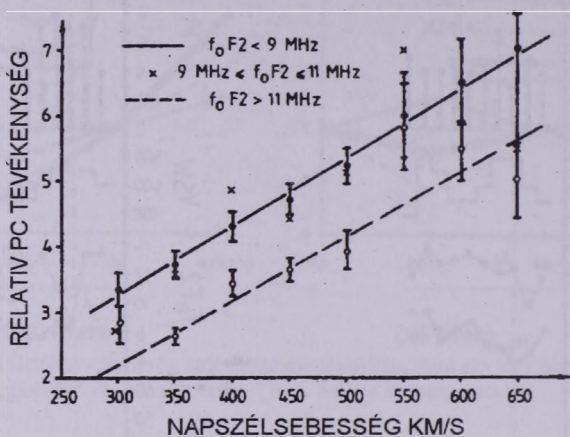
Az 1991-es mérések előtt tehát a következőkben lehetett összefoglalni ismereteinket a pulzációk tevékenységének évszaki menetéről: a tevékenység szintjét külső, bolygóközi tényezők mellett magnetoszférikus tényezők is befolyásolják. Ez a befolyás az ionosféra felső része és az egyenlítői sík közötti térrészben, vagyis a plazmaszférában



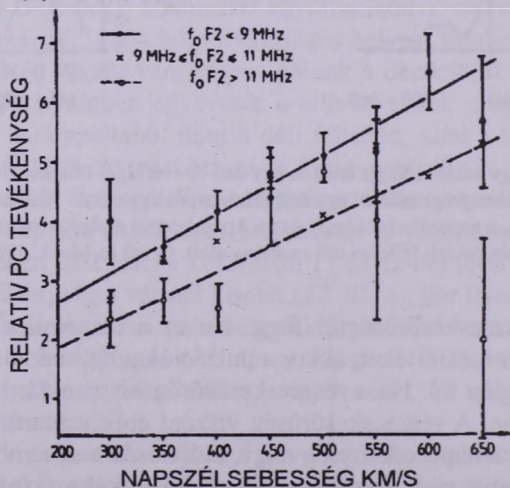
22. ábra. Egy északi (Nagycenk) és egy déli (Beveridge) féltekei állomás napi pulzációs tevékenységi indexe, egy déli (Hobart) és egy északi (Juliusruh) állomás F2 adataival, a napszélsebességgel és az Ap indexszel összehasonlítva, egy-egy északi és déli féltekei téli esemény alatt. (Verő és Menk, 1986)

meglévő részecskesűrűségtől függ. Ha ez a részecskesűrűség túllép egy bizonyos határértéket, akkor a pulzációk amplitúdója kisebb, tehát „csillapítás” lép fel. Ha a részecskesűrűség kicsi, akkor ilyen „csillapítás” nincsen. A részecskesűrűség viszont ebben a tartományban akkor nagy, ha a naptevékenység nagy, különösen a december körüli hónapokban (tehát nem a kérdéses félteke évszakához kötött). Az F2 tartományban pedig a kérdéses félteke téli hónapjaiban, és valószínűleg az egész Földön egyidejűleg is, december körül nagy a részecske-

(a) NAGYCENK – JULIUSRUH



(b) BEVERIDGE – HOBART

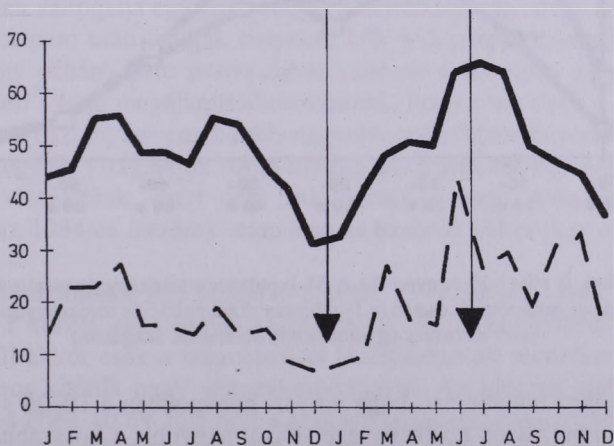


23. ábra. A Nagycenkben és Beveridgeben észlelt pulzációs tevékenység a napszélsebesség függvényében különböző F2 rétegbeli elektronsűrűség esetén (Verő és Menk, 1986)

sűrűség, és vele együtt megjelenik a csillapítás. A „csillapítás” pontos fizikai folyamatát nem ismerjük, elektromágneses hullámok csillapításaként a jelenség nem egykönnyen értelmezhető (nagyon nagy részecskesűrűség esetére vonatkozó numerikus csillapítás-számítások ugyan nincsenek, csak extrapolálni tudunk sokkal kisebb részecskesűrűségekre vonatkozó eredményeket, ezért kissé bizonytalan a fenti megállapítás). Elképzelhető, hogy a beérkező magnetohidrodinamikuss hullám energiája nem elegendő a hégrezonanciák gerjesztéséhez, de erre vonatkozó számítások sincsenek. Az F2 tartomány adataival való kapcsolat minden bizonnyal másodlagos, csak annyit jelent, hogy az ottani részecskesűrűség jelzi a plazmaszféra részecskesűrűségét, ahol a csillapítás lejár szódik.

5.4. AZ 1991-ES HÁLÓZAT MÉRÉSEI

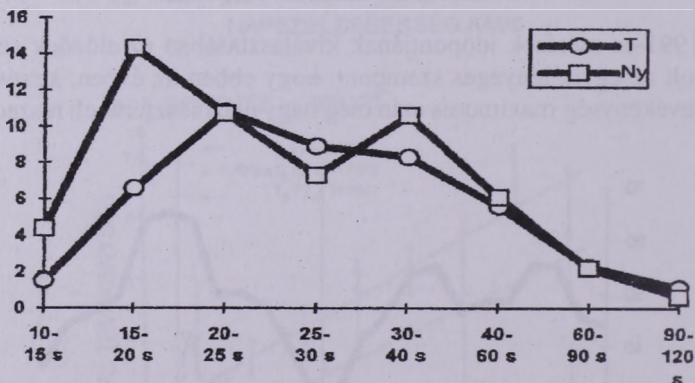
Az 1991-es mérések időpontjának kiválasztásában ez előzőek szerint az volt az egyik lényeges szempont, hogy ebben az évben, kevés a naptevékenység maximuma után még nagy plazmaszférabeli részecske-



24. ábra. A pulzációs tevékenység (vastag vonal) és a geomágneses tevékenység (vékony, szaggatott vonal) szintje 1990–1991-ben. A mérési időszak a két függőleges nyíl között volt

sűrűsége számíthatunk, és ennek megfelelően a pulzációs tevékenységben jelentős téli-decemberi csillapítást vártunk. Amint a 24. ábra mutatja, a mérések kezdetekor valóban sokkal kisebb pulzációs tevékenységet észleltünk, mint szokásos, majd a tavaszi hónapoktól kezdve jelentős emelkedés következett be.

A 24. ábra mutatja azt is, hogy ugyanekkor a geomágneses tevékenység jelentősen nőtt, bár közben elég sokat ingadozott. Emiatt meg kellett vizsgálnunk azt, hogy a pulzációs tevékenység nem a geomágneses tevékenység növekedése miatt nőtt-e meg. Egyértelműen igazolódott, hogy 1991 elején valóban „csillapítás” jelentkezett, azonos bolygóközi paraméterekkel jellemzett időszakban is jelentősen kisebb pulzációs tevékenység lépett fel télen, mint nyáron. Ezután már részletesebben vizsgálhattuk a csillapítás mértékét.



25. ábra. A téli (J-F) és nyári (M-A-M-J) pulzációs tevékenység szintje azonos bolygóközi paraméterek esetén (a függőleges skála pulzációs tevékenységi szintet jelez az összes együttműködő állomások átlagában)

A 25. ábra mutatja azt, hogy a nyári hónapokban a 10–20 s közötti periódusú pulzációk tevékenysége sokkal nagyobb, a hosszabb, 20–30 s periódusúaké viszont kisebb volt, mint télen (az utóbbi lehet annak következménye, hogy az erősebb rövid periódusú tevékenység „elnyomta” a hosszabb periódusokat). Ez az előzőekkel jó összhangban

van, legfeljebb annyit kell hozzáfűzni, hogy az a tény, hogy a csillapítás a rövidebb periódusoknál jelentkezett erősebben, kissé valószínűbbé teszi azt, hogy esetleg mégis „elektromágneses” csillapításról van szó.

A mérés voltaképpen célja azonban nem a téli csillapítás vizsgálata volt, hanem a héjrezonancia- és upstream wave-jellegű események alaposabb vizsgálata. A kapott szakaszokból mintegy tucatnyit válogattunk ki részletesebb elemzésre, majd ezek közül ismét kiemeltünk néhányat, amelyek valamilyen szempontból különlegesnek látszottak. Ez a válogatás azt eredményezte, hogy a végső mintába nem „átlagos”, hanem meglehetősen szélsőséges események kerültek, amit jelez az, hogy a tucatnyi eseményből olyanokat emeltünk ki – akkor még a bolygóközi tér paramétereinek ismerete nélkül – amelyeknél a mágneses tér változékonysága nagy volt. Ez olyan szempontból említésre méltó, hogy a nagyobb változékonyság az impulzív gerjesztés hatékonyságát növelheti.

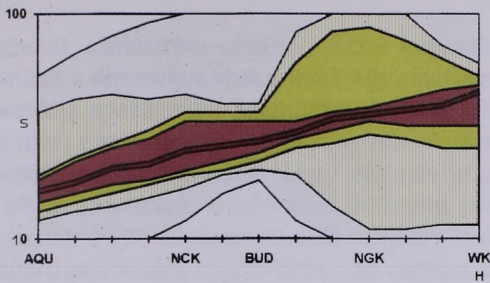
A részletes elemzés eredményeként arra a meglepő eredményre jutottunk, hogy a két pulzációtípus rendkívül gyorsan, néhány perces ritmusban váltogatja egymást, vagyis a héjrezonanciajellegű pulzációk három-öt perc után átadják helyüket UW-jellegűeknek, majd előfordul, hogy néhány perc múlva újból változik a két típus aránya. Azt hozzá kell a fenti megállapításhoz tennünk, hogy a két típus a legtöbbször nem tisztán, hanem kisebb-nagyobb mértékben keverten fordul elő. A régebbi vizsgálatok során mindig hosszabb, fél-egy órás szakaszokat vizsgáltunk, ezért nem volt feltűnő a nagy változékonyság, utólag az 1984-es mérések adataiban is hasonló változékonyságot találtunk.

Az elmondottakat egy jellemző példán, 1991. június 18-án a 0800–0900 UT közötti eseménnyel szemléltetjük. Bár a bolygóközi tér adatai közül ekkor csak a mágneses tér térerőssége áll rendelkezésre, ez az adatsor kitűnik nagy változékonyságával. Az időszak elején mért 8–9 nT-s érték 10 nT fölé nőtt a szakasz közepére, majd végére 6 nT-ra csökkent. A teljes, 1 órás szakasz pulzációinak a spektruma a szélességtől függő, L' Aquilában 16 s-os, Warnkenhagenben 42 s-os csúcst tartalmaz, a héjrezonancia periódusának megfelelően. Emellett egy 32 s-os, gyengébb, majdnem mindenhol másodlagosnak tekinthető csúcs is

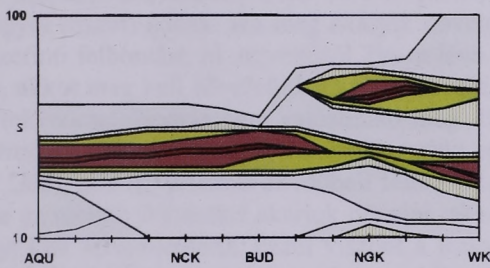
azonosítható, sőt ez a periódus megtalálható Kakioka (Japán) regisztrátumában is, annak ellenére, hogy az ottani késő délutáni órák nem kedveznek a pulzációk megjelenésének. Ezt az UW megjelenésének tulajdonítjuk. Az egyes szakaszok vizsgálata során az is kiderült, hogy ez a szélességtől nem függő periódus az esemény alatt egyre hosszabb lett, kezdetben 20 s körül volt, a bolygóközi mágneses tér 8–9 nT-s értékének megfelelően, majd 35 s-ra hosszabbodott, kb. 5 nT-s bolygóközi mágneses térre utalva; a változás nagy vonalakban megfelel az *in situ* mért értékek változási irányának. Közben a héjrezonancia periódusai nem változtak, amint az várható is, csak a megjelenési helyük tolódott el némileg; a szakasz első felében a nagyobb L értékű állomásokon, elsősorban Niemegkben a második harmonikus is megjelent.

A teljes órás időköznek a szélesség függvényében egymás mellé rakott spektrumait, valamint ugyanezeket egyes rövid szakaszokra a 26. ábrán látjuk. A 26a. ábra a teljes órára mutatja be a spektrumokat. Ezen jól látható az L értékkel, illetve a (geomágneses) szélességgel növekvő periódus (a spektrumok normálva vannak a vizsgált periódustartományban talált legnagyobb amplitúdóra). A 26b-d. ábrák egymást követő időszakok hasonló metszeteit mutatják. Az elsőt, 0806 UT-kor lényegében állandó, 20 s körüli periódus látható, Niemegkben héjrezonancia (?) kíséretében. Ez, amint már említettük, szinte mindig megtalálható. Néhány perc múlva, 0814 UT-kor a periódus meghosszabbodik, 35 s körüli értékű, követve a bolygóközi mágneses tér változását, egyszersmind megjelenik Niemegkben a héjrezonancia második harmonikusa. 0820–0823 UT között viszont teljesen más képet találunk: az egész óra spektrumához hasonlóan a periódus a szélesség függvényében a hálózat egész kiterjedése mentén az L értékkel egyre hosszabbodik, vagyis tipikus héjrezonanciát találunk. A be nem mutatott folytatásban 0830 UT körül a szélességgel nem változó periódus ismét erősebben jelentkezik, majd teljesen eltűnik, de az időszak végén ismét határozottan megjelenik.

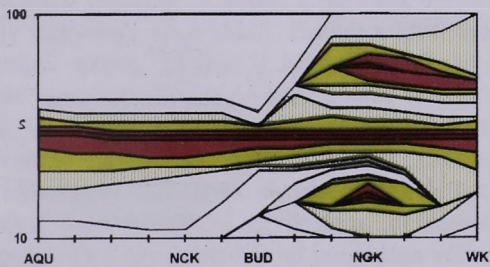
Mivel ezt a szakaszt tipikusan héjrezonanciajellegű eseménynek kell tekintenünk annak ellenére, hogy a szélességgel nem változó periódusú jel is azonosítható, rá dinamikus spektrumaink szokásos felbontásánál nagyobb felbontású dinamikus spektrumokat is készítettünk a



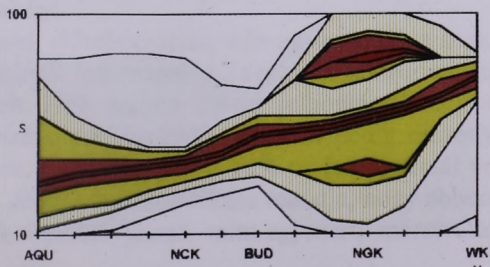
1991. június 18, 0800-0900 UT



1991. június 18, 0806 UT

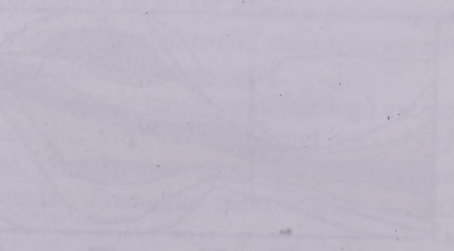
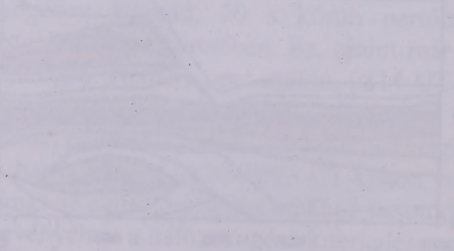
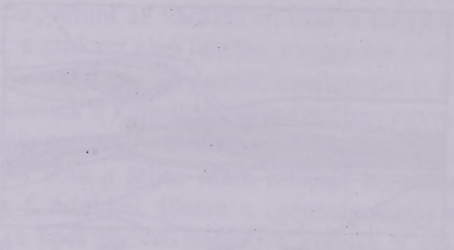
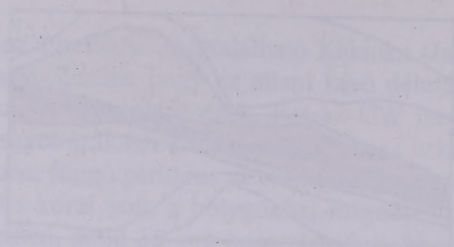


1991. június 18, 0814 UT



1991. június 18, 0820-0823 UT

26. ábra. Az 1991. június 18., 0800–0900 UT időszak spektrumai L'Aquila, Nagyce Budkov, Niemegek és Warnkenhagen obszervatóriumában, a szélesség szerint egymás m rendezve. Felül az egész időszak, alatta három rövidebb szakasz spektrumai.

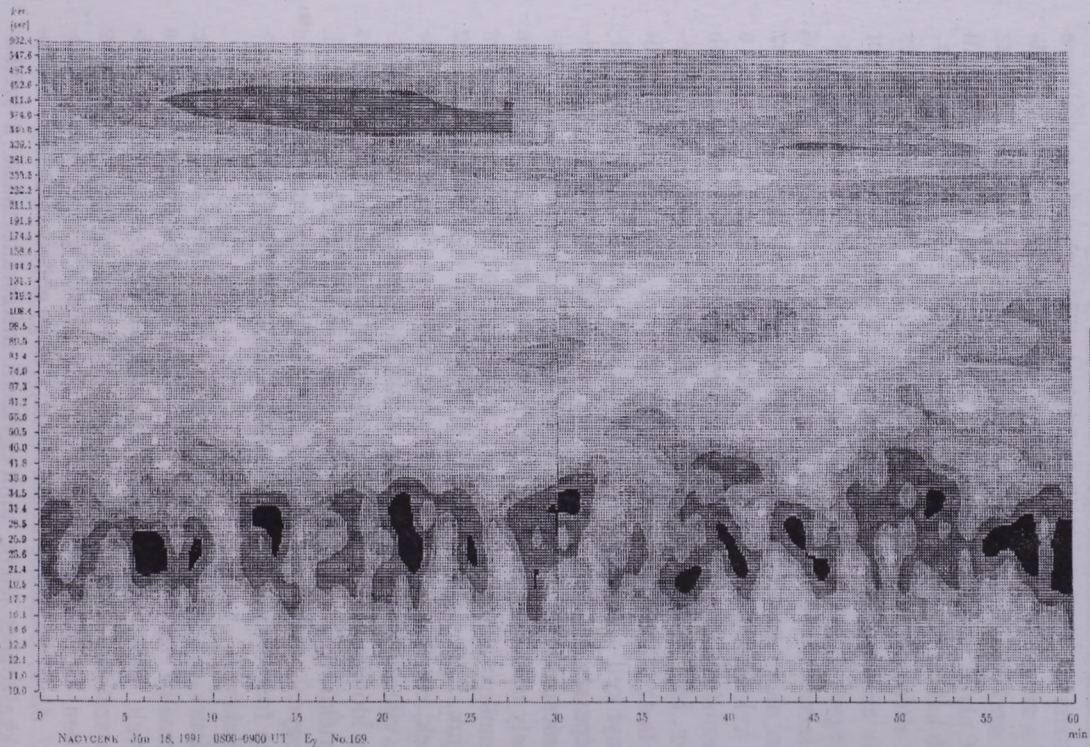


10. The first of the three maps is a topographic map of the same area. It shows the same features as the other two maps, but with a different scale. The map is oriented with North at the top.

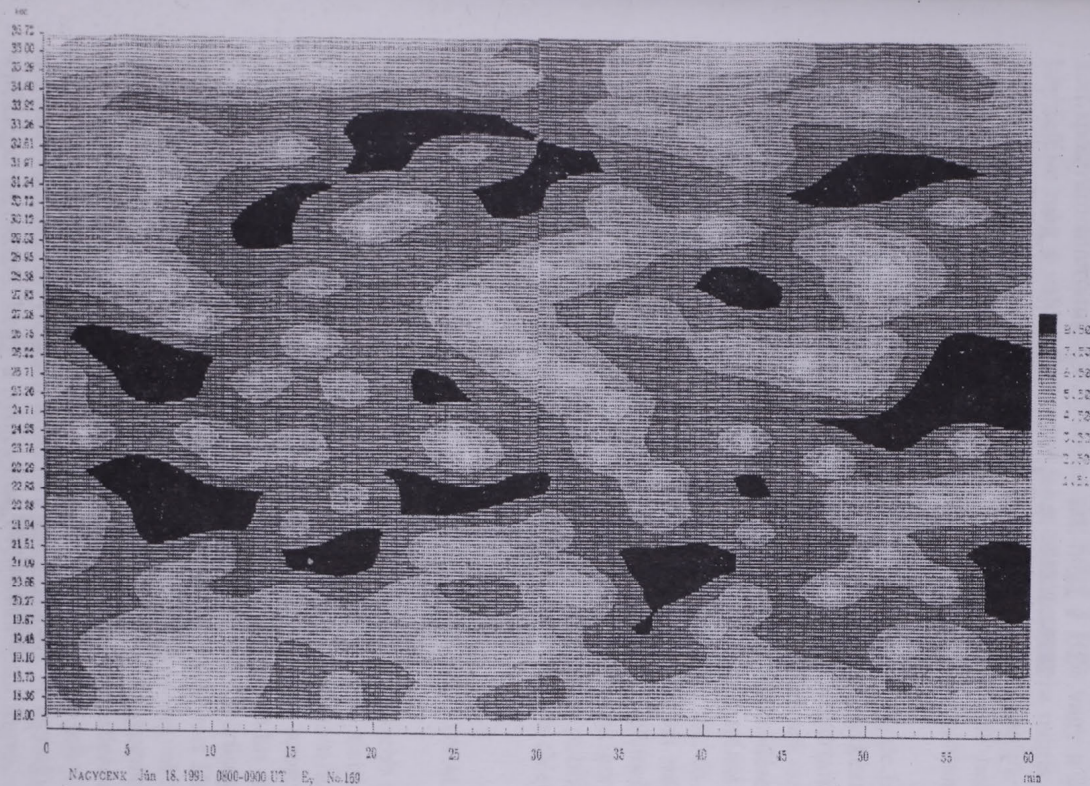
héjrezonanciák kimutatása céljából. Ezzel kapcsolatban néhány szót kell ejtennünk a dinamikus spektrumok egy sajátosságáról.

A dinamikus spektrumok számításának több lehetséges módszere van, de a most elmondandók valamennyire vonatkoznak. Mi úgy számoljuk ezeket a spektrumokat, hogy egymás után végigszűrjük az adatsort olyan szűrőkkel, amelyeknek központi periódusa egymástól 10–10%-kal tér el, és névleges átviteli sávjuk a csúcs körül attól 10–10%-ra eltérő periódusig terjed. Ebben az esetben ábráinkon az egyes impulzív amplitudónövekedések 20–30 s-os periódusok esetében kör alakú hegyet (foltot) adnak. Ha meg akarjuk növelni a periódus/frekvencia szerinti felbontást, pl. egymástól 2%-ra lévő központi periódus esetében, akkor meg kell növelnünk a szűrő hosszát, mert különben ez a nagy frekvenciafelbontás nem valósítható meg. Ennek viszont az a következménye, hogy a hosszabb szűrőfüggvény egyszerre hosszabb szakaszt „lát”, ami egyértelmű az időbeli felbontóképesség csökkenésével. Ha az időbeli felbontást akarjuk növelni, akkor rövidebb szűrőfüggvényt kell alkalmaznunk, ezzel viszont a frekvencia szerinti felbontóképesség csökken. Az első esetben az időtengely irányában elnyúlt csúcsokat (foltokat) kapunk, a második esetben pedig a frekvenciatengely irányában elnyúltakat. Ezeket a körülményeket figyelembe kell vennünk akkor, amikor a következő dinamikus spektrumokat vizsgáljuk. Ezek ugyanis egymástól 2%-ra lévő központi periódussal készültek, ennek megfelelően nagy mértékben romlott az időbeli felbontás, viszont az egymás mellé sorakozó „csomagokból” (csúcsokból) az időtengely irányában elnyúlt sávok lettek. A két ábrázolás egyenértékű, nem mondható egyik sem „helyesebbnek” a másíknál, amint egyenértékű egy modulált jel megadása változó amplitúdójú, de egyetlen frekvenciájú jelként, vagy két, egymáshoz közeli jel szuperpozíciójaként.

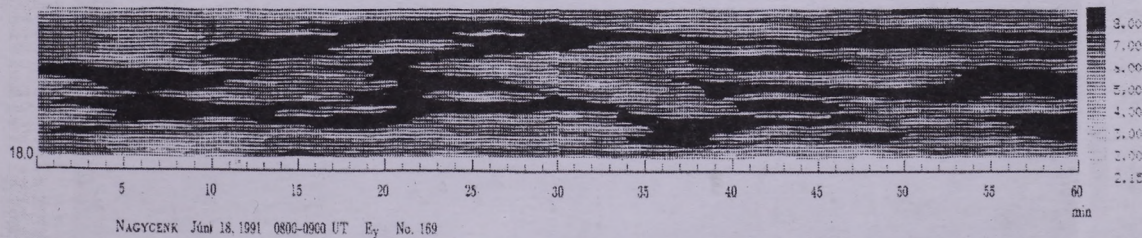
Mindezek előrebocsátása után ugyanannak a szakasznak a nagycenki „normális” felbontású dinamikus spektrumait hasonlítsuk össze a megnövelt, 10% helyett 2%-os felbontással, egyszer a periódus irányában széthúzott léptékkal, egyszer pedig összenyomva ugyanolyan mértékben, mint ahogyan a 10%-os felbontásnál volt. A három ábrarész (27. ábra) összehasonlítása mutatja, hogy ebben az esetben a „lépték” sokkal többet jelent, mint egyszerű méretváltoztatást: a széthú-



27a. ábra. Az 1991. június 18-i, 0800–0900 UT esemény „normális” dinamikus spektruma



27b. ábra. A 27a. ábra dinamikus spektruma ötszörösen nagyobb periódus szerinti felbontásban



27. ábra. Az 27b. ábra összenyomott periódusléptékkal, úgy, hogy a perióduslépték megegyezzek a „normális” dinamikus spektrum léptékével. Nagycenki adatok

zott spektrum semmitmondó. Viszont azt, hogy a 10% vagy a 2%-os kép felel-e meg a valóságnak, nem lehet eldönteni. Arra mégis érdemes felhívni a figyelmet, hogy a nagy felbontású spektrumon pl. 0820 UT-kor az látszik, hogy az addigi három aktív periódussáv helyébe egy impulzust követően kettő lép, vagyis az impulzus átalakítani látszik a héjrezonanciákat.

A bemutatott, és több más, talán nem ennyire szélsőséges, de lényegében mégis hasonló esemény vizsgálata alapján arra a következtetésre kell jutnunk, hogy a héjszerkezet viszonylag hosszú élettartama elenére (mind pulzációs adatok, mind whistler-megfigyelések szerint egy nap körüli élettartamra számíthatunk) a héjak elrendeződése, sőt aktivitása is nagyon gyors ütemben változik, az UW behatolása csupán néhány percig tart, majd megjelennek a héjrezonanciák, és ez a szapora váltogatás, legalábbis olyankor, amikor a bolygóközi mágneses tér erősen változékony, hosszú ideig folytatódhatik. A fentiek azt is jelentik, hogy a héjrezonanciákat is az upstream hullámok gerjesztik. Ez az az erősen vitatott kép, amelynek a csoport közös publikációjában való megjelentetése éppen váratlansága miatt késett (Verő et al, 1998).

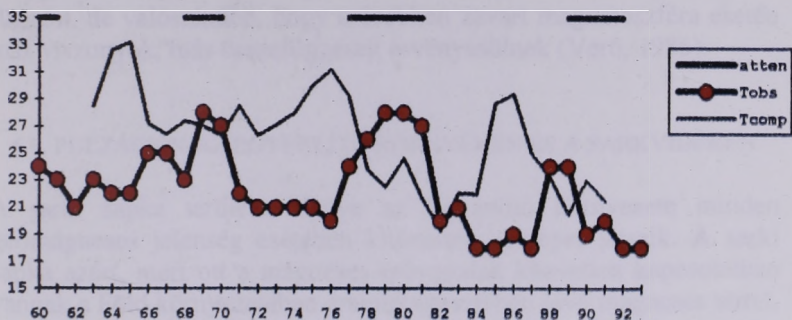
5.5. A PULZÁCIÓK PERIÓDUSÁNAK VÁLTOZÁSA A NAPCIKLUS ALATT

Az a tény, hogy a naptevékenység maximuma idején a rövidebb periódusok csillapítása erősebb, a pulzációs periódus napciklus alatti változására terelte figyelmünket. Erre vonatkozóan az irodalom szinte semmi adatot nem tartalmaz, csupán Poulter et al. (1984) azon már említett feltevését, hogy nagy naptevékenység idején a periódus nagyjából másfélszer hosszabb, mivel a plazmaszférikus protonszűrűség nagyobb, az Alfvén-sebesség pedig emiatt kisebb. Ezt a feltevést Bailey et al. (1979) adataira alapozták, amelyek mintegy kétszer nagyobb sűrűségekre utalnak naptevékenységi maximum idején. A nagycenki 37 éves, három napciklust felölelő adatsor nagyon gondosan ellenőrzött periódusértékeinek felhasználásával sikerült ezt az előzőleg sehol sem megtalált változást ténylegesen kimutatni (Verő, 1996). A legnagyobb nehézséget az okozta, hogy a nyolcvanas évek kezdetétől fogva, amikor a GYSEV Győr-Sopron közötti vasútvonalát villamosították, az

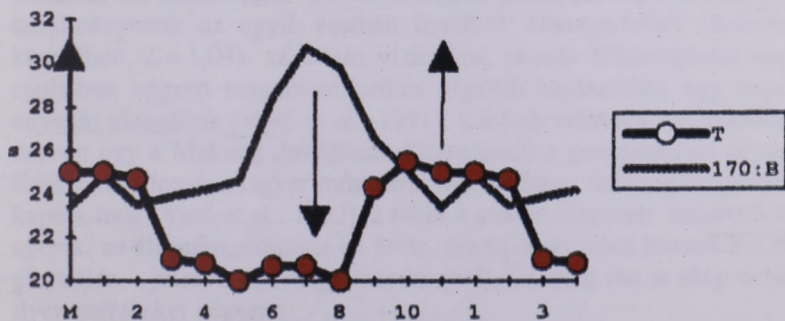
obszervatóriumban megnőtt a rövid periódusú zaj, ezért a periódus meghatározására egyrészt a legtevékenyebb, helyi idő szerinti 9 és 12 óra közötti időszakot használtuk (a jel/zaj viszony javítása érdekében), másrészt pedig csak a legalább közelítőleg szinuszos, tehát héjrezonanciából eredő hullámokat válogattuk ki. Egyébként az együttműködő obszervatóriumok közül L'Aquila is közölte (Vellante et al., 1996) egy naptevékenységi ciklus alapján a periódusváltozás menetét, s ez megerősíti eredményünket azzal az eltéréssel, hogy a legutolsó ciklusban is az előzőekhez hasonlóan változott a héjrezonancia-periódus, tehát nem „természetes”, hanem valószínűleg vonatvillamosítás okozta eltérés jelentkezett nálunk.

A 28. ábra azt is mutatja, hogy az átlagosnál hosszabb periódusok ugyanakkor lépnek fel, amikor a téli csillapítás, ami várható is, hiszen mindkét jelenséget a nagyobb plazmaszférabeli részecskesűrűségnek tulajdonítjuk. A 29. ábra a periódus alakulását mutatja egy átlagos napciklus alatt, összehasonlítva a B változása alapján várható periódusváltozással, ami éppen ellenfázisban van a tényleges mérési eredményekkel, tehát B változása nem okozhatja az észlelt periódusváltozást. Még annyit érdemes hozzátenni a 28. és 29. ábrához, hogy a B -ből számított és az észlelt periódusok 11 éves átlagolással kapott, hosszú időszakra vonatkozó trendje elég jól egyezik: jelentős periódusrövidülés következett be ez alatt az időszak alatt mindkét adatsorban, vagyis B értéke nőtt, a periódusok pedig ennek megfelelően rövidültek. Ez egyrészt alátámasztja az észlelt periódusok megbízhatóságát, másrészt pedig megerősíti a bolygóközi mágneses tér átlagos térerősségének növekedését a vizsgálat időszakában.

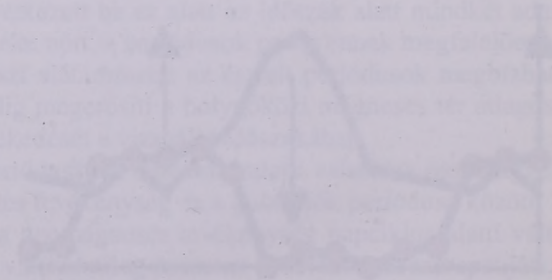
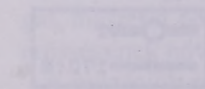
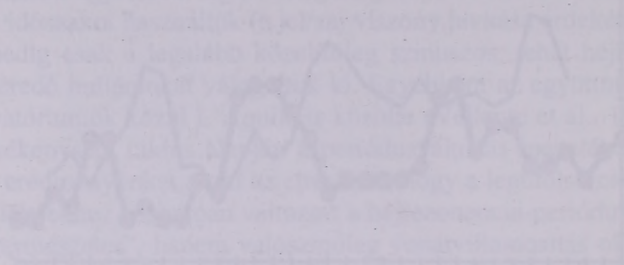
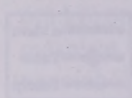
A pulzációk periódusának napciklus alatti változása összefüggésben van a geomágneses tevékenység és a pulzációk periódusa közötti kapcsolattal, illetve a geomágneses tevékenység napciklus alatti változásával is. Ebben a valószínűleg összetett problémában szerepet játszik a B , V és a periódus közötti kapcsolat (lásd a 3. fejezetben lévő táblázatot), amely szerint nagyobb napszélsebesség, ennek megfelelően nagyobb geomágneses tevékenység esetén a periódusok rövidebbek. Emellett egy másik tényezőnek is meg kell jelennie, mert nagy geomágneses tevékenység idején nincs arányosság a bolygóközi mágneses tér térerőssége és a frekvencia között. Elképzelhető, hogy a



28. ábra. A pulzációk megfigyelt leggyakoribb periódusa (Tobs), a megfelelő évek átlagos bolygóközi mágneses térerősségéből számított várható periódus (Tcomp), és azok az időszakok, amikor a pulzációk téli csillapítása jelentkezett (atten) (Verő, 1996.).



29. ábra. Az észlelt (T) és számított várható (170:B) periódus három naptevékenységi ciklus alapján.



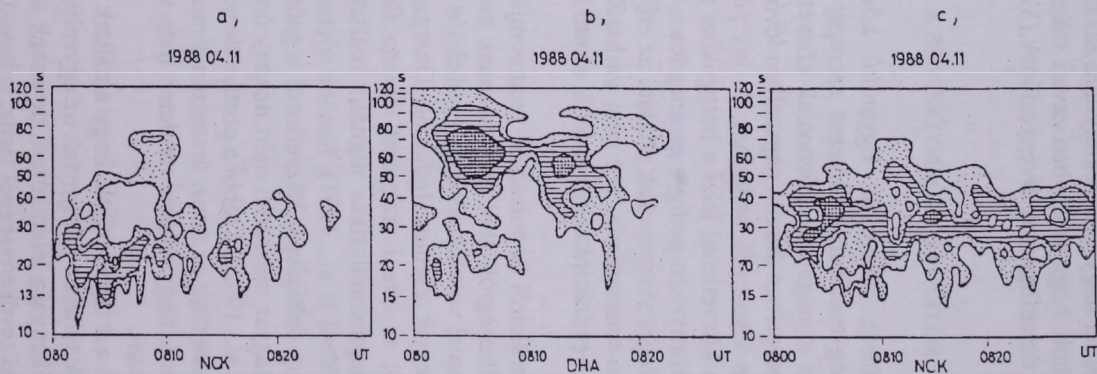
bolygóközi mágneses tér nagy változékonysága zavarja meg az összefüggést, de valószínűbb, hogy erősebben zavart magnetoszféra esetén más viszonyok, más összefüggések érvényesülnek (Verő, 1986).

5.6. PULZÁCIÓK AZ EGYENLÍTŐ KÖRNYÉKÉN ÉS A SARKVIDÉKEN

A sarki sapka területe, illetve az Egyenlítő környezete minden geomágneses jelenség esetében kitüntetett szerepet játszik. A sarki sapka azért, mert ott a mágneses erővonalak közvetlen kapcsolatban vannak a Föld környezetében áramló napszélben lévő mágneses térrel, s így egészen sajátos viszonyok alakulnak ki, így például a geomágneses tér napi járása közvetlenül jelzi a bolygóközi mágneses tér irányát. Az Egyenlítő környékén pedig a geomágneses vektor vízszintes helyzete okoz különleges viszonyokat, például az erővonalak nem jutnak túl az ionoszféra magasságán, így nem várhatók héjrezonanciák sem, hogy csak egy, a pulzációkat közvetlenül érintő következményről beszéljünk.

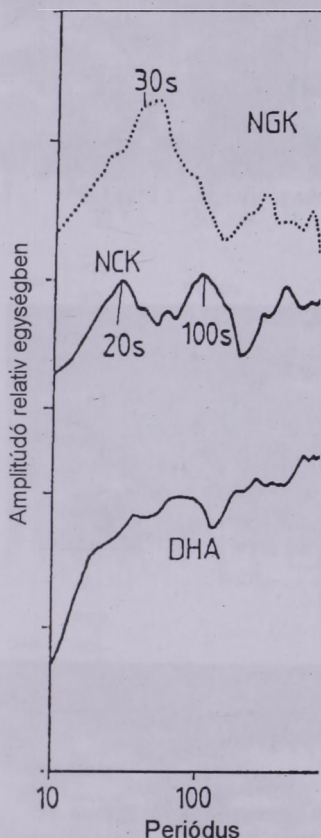
Egyenlítő közeli területről (a pulzációk szempontjából ez annyit jelent, hogy olyan szélességről, ahol nem jelennek meg helyi héjrezonanciák) két alkalommal volt lehetőségünk pulzációs regisztrátumokat tanulmányozni: az egyik esetben Indiából, Dhargapurból (Bombay közelében, $L = 1,04$), az ottani vízierőmű okozta földrengéssel kapcsolatban végzett magnetotellurikus digitális regisztrálás egy napos anyagát vizsgáltuk (Verő et al., 1991). Később vietnami együttműködésben egy a Mekong deltájában, közvetlenül a geomágneses egyenlítőn lévő állomás magyar műszerrel mért néhány órás regisztrátumát kaptuk meg (Verő et al., 1992), a többi a postán elveszett, megették az egerek, az állomást elöntötte az árvíz, áramszünet miatt kimaradt a regisztrálás – jelezve azt, hogy trópusi területen még ma is elég nehéz ilyen méréseket végezni.

Mind a két esetben azt tapasztaltuk, hogy a nálunk szokásos, 20–30 s periódusú pulzációk teljesen hiányoztak az egyenlítő táján, ott hosszabb periódusú tevékenység jelentkezett, de ennek semmi kapcsolata nem volt a nagycenki tevékenységgel (igaz, a hosszúságkülönbség is elég jelentékeny), némi, bár elég gyenge kapcsolat a még északabbra



30. ábra. Az 1988. április 11., 0800–0830 UT esemény dinamikus spektrumai Nagycenken, Dhargapurban és Niemegkben (Verő et al., 1991)

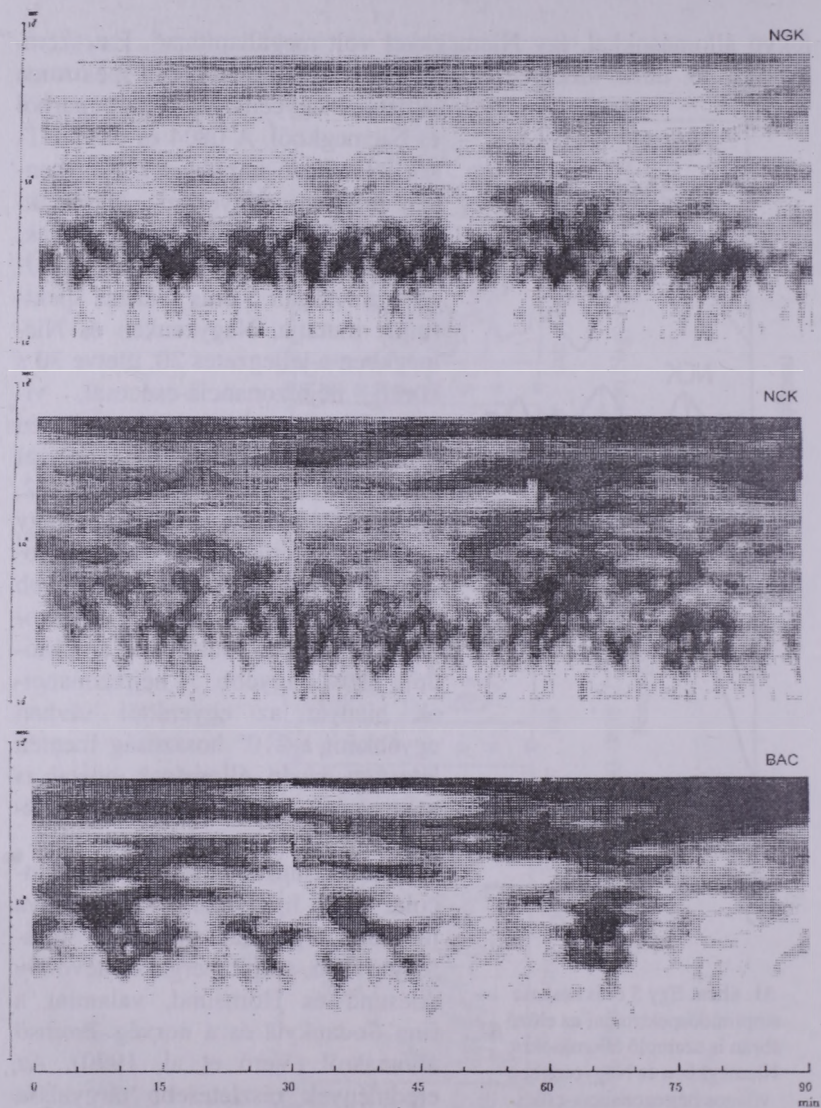
fekvő állomásokkal, így Niemegkkel volt megállapítható. Ezt szemlélteti a 30. ábra, amelyen egy félórás szakasz dinamikus spektruma



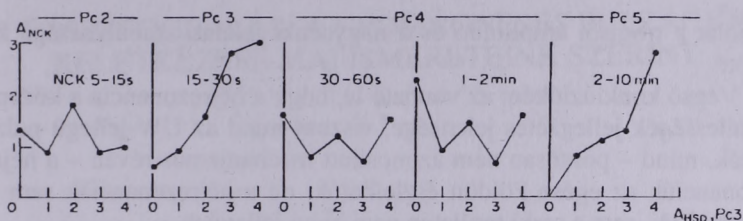
31. ábra. Egy 5 órás szakasz amplitúdóspektruma az előző ábrán is szereplő állomásokra. Niemegkben és Nagycenken világos héjrezonancia-csúcs látszik, Dhargapurban ennek nyoma sincs. (Verő et al., 1991)

látható Nagycenkről, Dhargapurból és Niemegkből. A 0804 és 0813 UT-kor jelentkező impulzusok Nagycenken teljesen hiányoznak, Niemegkben és Dhargapurban megvannak, még ha eltérő periódussal is. A 31. ábra a vizsgált 5 órás szakasz spektrumát mutatja, Nagycenken és Niemegkben a jellegzetes 20, illetve 30 s körüli héjrezonancia-csúccsal, viszont Dhargapurban a csúcs teljesen hiányzik. Egészen hasonló a helyzet a baclieui állomás esetében is (32. ábra). Valószínűnek tartjuk, hogy talán ionoszférikus úton van kapcsolat az egyenlítői sáv és a nagyobb szélességek között, ahol a héjrezonanciából eredő pulzációk amplitúdója eleve nagyobb. A héjrezonanciák hiányát az egyenlítői sávban egyébként a 210° hosszúság mentén létesített japán állomások adatai is megerősítik (Zieger Bertalan közlése).

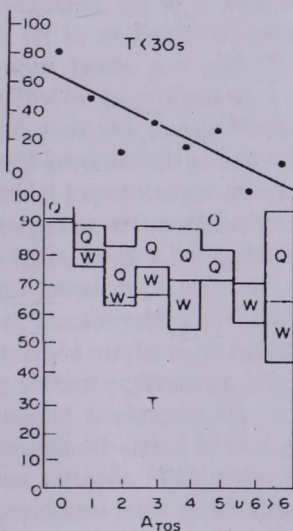
A sarki sapkából az 1984-es láncolat menti mérésekhez kapcsolódva jutottunk regisztrátumokhoz a sarkifény-övben, a Spitzbergákon lévő Ny Alesund és Hornsund, valamint a finn Sodankylä és a norvég Tromsö állomásról (Verő et al, 1990). Az eredmények részletesebb tárgyalása nélkül csak azt emeljük ki, hogy a Nagycenk – Hornsund amplitúdók kö-



32. ábra. 1990. augusztus 4, 0555–0725 UT dinamikus spektruma Niemegkben, Nagycenken és Baclicuben (Vietnam) (Verő et al., 1992)



33. ábra. A különböző nagycenki periódussávok amplitúdója a hornsundi (Spitzbergák) Pc3 amplitúdó függvényében. A 15–30 s-os sávban szoros kapcsolat látszik, a 2 – 10 min-os sáv esetén is van kapcsolat (Verő et al., 1990).



34. ábra. Kapcsolat a tromsói Pc3 amplitúdók és a nagycenki pulzációk szabályossága között (O a legszabályosabban szinuszoidális, T a szabálytalan események jele). A tromsói amplitúdó növekedésével egyre szabályosabb pulzációk jelennek meg Nagycenken (Verő et al, 1990)

zotti kapcsolat éppen a 15–30 s-os sávban a legszorosabb (33. ábra), a 30–60 s-os sávban már egészen gyenge, az 5–15 s-osban pedig semmiféle kapcsolat nincs. Ez azt jelzi, hogy az UW-jellegű pulzációk a sarki sapkán belül is megjelennek, héjrezonanciák viszont nem. Ehhez még azt lehet hozzátenni, hogy a sokkal nagyobb átlagos tevékenység miatt a sarkifény-övben csak a geomágnesesen nagyon nyugodt órákban azonosíthatók a közepes szélességek pulzációi, viszont akkor nagyon szabályosak, és periódusuk megfelel a közepes szélességeken észleltnek, tehát pl. a nagycenkinek (34. ábra). Elképzelhető, hogy a közepes szélességeken a héjrezonanciák gerjesztésére csak nagyobb energiájú események képesek, ezek pedig természetesen nagyobb amplitúdóval jelentkeznének a sarkifény-övben. Így lehet kap-

csolat a tromsöi amplitúdó és a nagycenki jelalak szabályossága között.

Végző konklúzióként az vonható le, hogy a héjrezonancia a közepes szélességek jellegzetes jelensége, viszont mind az UW-jellegű pulzációk, mind – pontosan nem azonosított mechanizmus révén – a héjrezonanciák az egész Földön észlelhetők, de a héjrezonanciák sem az egyenlítői, sem a sarki területen nem helyi jellegűek.

6. ÖSSZEFOGLALÁS: A GEOMÁGNESES PULZÁCIÓK KELETKEZÉSE MAI ISMERETEINK SZERINT

A fenti összefoglalás sok tekintetben nem teljes. Egyrészt a pulzációknak csak egyetlen, bár leggyakrabban előforduló, legfeltűnőbb típusával foglalkozik, egész sor más típussal nem. Nem tárgyalja a más jelenségekkel, így pl. a whistlerekkel való kapcsolatot, csak egész röviden tér ki az Egyenlítő környékén kialakuló különleges helyzetre, ugyanígy kevés szó esik benne szó a nagyobb szélességeken, a sarkifény-öv környékén és a sarki sapkában észlelhető pulzációkról. Nem foglalkozik a magnetopauzán való átjutás és a magnetoszférabeli terjedés kérdéseivel, az ionoszféra módosító szerepét is csak érinti. Az utóbbival kapcsolatban annyit érdemes megjegyezni, hogy a terjedés lehetséges az erővonalakra merőlegesen, kompressziós hullámként, de az is lehet, hogy a bolygóközi térből a hullámok a sarki tölcseren keresztül jutnak be a magnetoszférába, és onnan az ionoszférán át terjednek alacsonyabb szélességekre. Ennek a kérdésnek az eldöntéséhez eredmény a mesterséges holdakon végzett mérésektől várható.

Az viszont egyértelmű, hogy a geomágneses pulzációk két jel keveredéseként értelmezendők. Az egyik a bolygóközi térben keletkezik, spektruma ott alakul ki és a magnetoszférán átjutva csak kisebb mértékben változik. (Van olyan vélemény is, hogy a szélességtől független periódusú jelek a csóvában vagy csatornahullámokként jönnek létre. Ebben az esetben azonban megmagyarázhatatlan lenne a bolygóközi mágneses tér térerősségével, illetve irányával való összefüggés, így ezt az elképzelést, legalábbis a közepes szélességeken fellépő, szélességtől nem függő periódusú pulzációk zömére nem tartjuk elfogadhatónak). Az ilyen jelek felhasználhatók a bolygóközi térség pillanatnyi paramétereinek meghatározására. A másik típus forrása szintén a bolygóközi térben keresendő, véglegesen viszont a magnetoszférában, a mágneses erővonalhéjak rezonanciájaként alakul ki, és spektrumát elsősorban a földi mágneses térben elfoglalt helyzet (L érték),

másrészt viszont a naptevékenység által befolyásolt plazmaszférabeli részecskesűrűség befolyásolja. Az utóbbi, héjrezonancia-típusú jelek elsődleges forrása így szintén a bolygóközi tér, gerjesztésük az upstream wave-impulzusokból indul ki. Mindkét típusra vonatkozólag az elméleti számítások és a mérések eredményei között elfogadható egyezést tapasztaltunk, tehát az ennek az érdekes geomágneses jelenségnek a létrejöttéről felvázolt kép nagy valószínűséggel helyes.

7. IRODALOM

- ALLAN, W., KNOX, F. B. (1982): ULF pulsation mode coupling in the ionosphere and magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 30, 285–292.
- BAILEY, G. J., MOFFETT, R. J., MURPHY, J. A. (1979): Relative flow of H^+ and O^+ ions in the topside ionosphere at mid-latitudes at $L = 1.4$. *Planet. Space Sci.* 25, 967.
- Cz. MILETITS, J. (1980): Microstructure of the latitude dependence of Pc-type pulsation periods. *J. Atm. Terr. Physics* 42, 563–567.
- Cz. MILETITS, J., VERŐ, J., STUART, W. (1988): Dynamic spectra of pulsation events at L 1.9 and L 3.3. *J. Atm. Terr. Physics* 50, 649–656.
- Cz. MILETITS, J., VERŐ, J., SZENDRŐI, J., IVANOVA, P., BEST, A., KIVINEN, M. (1990): Pulsation periods at mid-latitudes – a seven-station study. *Planet. Space Sci.* 38, 85–97.
- DUNGEY, J. W. (1954): Electrodynamics of the outer atmosphere, Ionosphere Research Laboratory, Scientific Report No. 69.
- FELDSTEIN, Ya. I., GRAFE, A., PRIGANCOVA, A. (1986): Energetics of the magnetosphere in magnetically quiet intervals and during magnetic storms. In: Energy transport from the interplanetary space to the magnetosphere. Bratislava, Geophysical Institute of the Slovak Academy of Sciences.
- HOPPE, M. M., RUSSELL, C. T. (1983): Plasma rest frame frequencies and polarizations of the low-frequency upstream waves: ISEE 1 and 2 observations. *J. Geophys. Res.*, 88, 2021–2028.
- KURCHASOV, Yu. P., NIKOMAROV, Ya. S., PILIPENKO, V. A., Best, A. (1987): Field line resonance effects in local meridional structure of mid-latitude geomagnetic pulsations. *Annales Geophysicae*, 5A, 147–154.
- LÉE, M. A. (1982): Coupled hydromagnetic wave excitation and ion acceleration upstream of the earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 87, 5063–5080.
- PASCHMANN, G., SCKOPKE, N., PAPAMASTORAKIS, I., ASBRIDGE, J. R., BAME, S. J., GOSLING, J. T. (1981): Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the Earth's bow shock. *J. Geophys. Res.* 86, 4355–4364.
- POULTER, E. M., ALLAN, M. K., BAILEY, G. J., MOFFETT, R. J. (1984): Radial plasma drifts deduced from VLF whistler mode signals: a modeling study. *Planet. Space Sci.*, 32, 525–533.
- VELLANTE, M., VILLANTE, U., De LAURETIS, M., BARCHI, G. (1996): Solar cycle variation of the dominant frequencies of Pc3 geomagnetic pulsations at $L = 1.6$. *Geophys. Res. Letters*, 23, 1505–1508.

- VERŐ, J. (1965): Seasonal distribution of geomagnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, 70, 2254–2257.
- VERŐ, J. (1975): Determination of the solar wind velocity from pulsation indices. *J. Atm. Terr. Physics*, 37, 561–564.
- VERŐ, J., HOLLÓ, L. (1978): Connections between interplanetary magnetic field and geomagnetic pulsations. *J. Atm. Terr. Physics* 40, 857–867.
- VERŐ, J. (1980): Geomagnetic pulsations and parameters of the interplanetary medium. *J. Atm. Terr. Physics* 42, 371–380.
- VERŐ, J. (1981): Changes of pulsation activity during two solar cycles. *J. Atm. Terr. Physics* 43, 919–926.
- VERŐ, J. (1986): Experimental aspects of low-latitude pulsations. A review. *Journ. Geoph.* 60, 106–120.
- VERŐ, J. (1996): Solar cycle effect on Pc3 geomagnetic pulsations. *J. Geophys. Res.*, 101, 2461–2466.
- VERŐ, J., CZ. MILETITS, J. (1994): Impulsive pulsation events and pulsation beats. *J. Atm. Terr. Physics*, 56, 433–445.
- VERŐ, J., MENK, F. W. (1986): Damping of geomagnetic Pc3–4 pulsations at high F2-layers electron concentrations. *J. Atm. Terr. Physics* 48, 231–245.
- VERŐ, J., HOLLÓ, L., POTAPOV, A. S., POLYUSHKINA, T. N. (1985): Analysis of the connections between solar wind parameters and day-side geomagnetic pulsations based on data from the observatories Nagycenk (Hungary) and Uzur (USSR). *J. Atm. Terr. Physics* 47, 557–565.
- VERŐ, J., HOLLÓ, L., EGELAND, A., BREKKE, A. (1990): Connections between high- and middle-latitude pulsations. *J. Atm. Terr. Physics* 52, 789–797.
- VERŐ, J., HOLLÓ, L., SINGH, B. P. (1991): Geomagnetic pulsations at low- and mid-latitudes. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.* 26, 253–263.
- VERŐ, J., LE MINH TRIET, SZENDRŐI, J. (1992): Pulsations at the geomagnetic equator. *Acta Geod. Geoph. Mont. Hung.* 27, 177–184.
- VERŐ, J., LÜHR, H., VELLANTE, M., BEST, I., STRESTIK, J., CZ. MILETITS, J., HOLLÓ, L., SZENDRŐI, J., ZIEGER, B. (1998): Upstream waves and field line resonance: simultaneous presence and alternation in Pc3 pulsation events, *Ann. Geophysicae*, 16, 34–48.
- VERŐ, J., ZIEGER, B., LÜHR, H. (1994): Upstream waves and surface geomagnetic pulsations, In: Engebretson, M. J., Takahashi, K., Scholer, M. (Eds), *Solar wind sources of magnetospheric ultra-low-frequency waves*. Geophysical Monograph 81, American Geophysical Union, Washington, 365–373.
- VOELKER, H. (1962): Zur Breitenabhängigkeit der Perioden erdmagnetischer Pulsationen, *Naturwissenschaften* 49, 8–10.
- YUMOTO, K., SAITO, T., TSURUTANI, B. T., SMITH, E. J., AKASOFU, S.-I. (1984): Relationship between the IMF magnitude and Pc3 magnetic pulsations in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.* 89, 9731–9738.
- ZIEGER, B (1991): Long-term variations in pulsation activity and their relationship to solar wind velocity, *J. Geophys. Res.* 96, 21115–21123.